

Mémoire
pour obtenir le diplôme
d'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : Physique

présenté par
Alexis Nuttin

Maître de Conférences
à PHELMMA (Grenoble INP)

le 19 juin 2012

**Physique des réacteurs à eau lourde ou légère en cycle thorium :
étude par simulation des performances de conversion et de sûreté**

Travail réalisé au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

LPSC-12-143

Jury

Marc Delpech	(CEA Saclay)	<i>Rapporteur</i>
Claude Garzenne	(EDF Clamart)	
Serge Kox	(LPSC)	<i>Président</i>
Paul Reuss	(INSTN)	<i>Rapporteur</i>
Jean-Christophe Toussaint	(Institut Néel)	<i>Rapporteur</i>

Préambule

*If it disagrees with experiment, it's wrong.
In that simple statement is the key to science.
It doesn't make any difference how beautiful your guess is.
It doesn't make any difference how smart you are,
who made the guess or what his name is.
If it disagrees with experiment, it's wrong.
That's all there is to it.*

Richard Feynman



Remerciements

Le Père : T'as dit merci au moins à Parrain ?

Le Gamin : Ouais !

Le Parrain : Nan ! Nan ! J'ai rien entendu !

La Mère : Ben alors, qu'est-ce que t'attends ?

Le Parrain : Je-n'ai-rien-en-ten-du, rien !

Le Gamin : Merci Parrain ...

Le Père : C'est malheureux, faut l'arracher hein !

Les Deschiens, Merci Parrain pour la fête foraine

Je tiens tout d'abord à remercier Marc Delpech, Paul Reuss et Jean-Christophe Toussaint d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et de m'avoir consacré un temps précieux. Je remercie les autres membres du jury, Claude Garzenne et Serge Kox, de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour cette thématique en leurs qualités respectives de président du conseil scientifique de GEDEPEON et de directeur du LPSC.

Mes remerciements les plus chaleureux s'adressent ensuite aux collègues qui m'ont tout particulièrement aidé dans mon travail de recherche et que je considère à ce titre comme les co-auteurs de ce mémoire. Merci à Sylvain David et Olivier Méplan, toujours présents pour m'apporter leur soutien. Merci à Perrine Guillemain et Nicolas Capellan, dont l'enthousiasme en thèse m'a donné envie d'en encadrer d'autres.

Pour leur présence amicale et stimulante, je remercie les membres du groupe de Physique des Réacteurs du LPSC, ceux connus de longue date (qu'ils soient encore là ou partis vers d'autres horizons) aussi bien que les nouveaux. Merci notamment à H. Nifenecker et J.-M. Loiseaux pour leurs sages conseils. Merci également aux professeurs Brissot et Liatard pour leur contribution à la thèse de Perrine. Merci enfin à A. Billebaud (chef oui chef !) pour ses nombreux conseils et encouragements, en particulier à propos de l'HDR.

Je tiens en outre à remercier tous les collègues du LPSC et de PHELMA (à commencer par les directeurs S. Kox et P. Benech) avec qui j'ai pu avoir des échanges intéressants sur la recherche, l'enseignement ou tout autre sujet digne d'intérêt. Au LPSC, merci à E. Vernay pour son aide dans mes recherches bibliographiques et à C. Gondrand pour ses solutions à mes problèmes informatiques. Merci aux étudiants de PHELMA pour les retombées bénéfiques de leur fraîcheur et de leur intransigeance sur ma pratique de la recherche.

Merci à J.-M. Jancovici pour nos échanges sur la contrainte "énergie-climat". Merci à D. Lecarpentier d'EDF Clamart ainsi qu'à B. Gastaldi et V. Vallet du CEA Cadarache pour nos discussions instructives sur les réacteurs sous-modérés. Outre-atlantique (ou presque), je remercie T. Courau et G. Marleau qui m'ont formé à DRAGON ainsi que R. Chambon et E. Varin pour leur aide précieuse avec DONJON. Plus généralement, j'exprime ma gratitude envers tous ceux qui ont contribué à ce travail (cf. bibliographie).

Merci pour leur affection à mes parents (à qui je dédie ce travail), à ma famille du Plat Pays et à ma belle-famille des Terres Froides. Merci à toi Sylvie pour ta patience au quotidien, par exemple à l'occasion de mes levers soudains en pleine nuit parce qu'il "faut juste que je vérifie un truc". Merci à notre fils aîné Thomas (mon étudiant préféré), non seulement pour ses gros câlins mais aussi pour sa curiosité insatiable et nos expériences amusantes menées depuis plus de 3 ans déjà (notamment sur la gravité, qui semble bien toujours vouloir faire tomber les choses). Et enfin, bienvenue à notre petite Lisa dans ce monde étrange ! ...

Glossaire et index

$at\%, wt\%$	proportion atomique, massique : 13
B	burnup, énergie extraite du combustible en MWj/t de noyaux lourds : 12
B_{ka}	burnup estimé en transport sur un assemblage (modèle “k-average”) : 12, 34
B_{ta}	burnup estimé en diffusion sur le cœur (modèle “time-average”) : 12, 35
β, β_i	proportion des neutrons retardés totale, du groupe i de précurseurs : 12, 86
D_i	nombre de neutrons produits par disparition complète de l’isotope i : 57
η_i	nombre de neutrons de fission produits par absorption de l’isotope i : 15
$\phi, \phi(E)$	flux neutronique, densité énergétique de flux : 20, 72
k_{eff}, k_{∞}	facteur de multiplication effectif, infini : 12, 33, 51, 64, 104
Λ	temps de génération : 12, 88
p	facteur anti-trappe, resonance escape probability : 36, 44, 103
ρ	réactivité : 12, 25, 83, 90
BATH	Basic Approach of Thermal-Hydraulics, code analytique simplifié : 80
BOC	Beginning Of Cycle, début d’un cycle d’utilisation du combustible : 79, 81, 93
BR	Breeding Ratio, taux de régénération : 47, 110
CANDU	CANada Deuterium Uranium, réacteur modéré et refroidi à l’eau lourde : 11, 29
CTC	Coolant Temperature Coefficient, contre-réaction thermique du caloporteur : 85
CVR	Coolant Void Reactivity, réactivité de vidange du caloporteur : 36, 50, 62, 105
ENDF	Evaluated Nuclear Data File, format standard des données nucléaires : 26, 34, 50
FIR	Fissile Inventory Ratio, inventaire fissile final normalisé : 12, 49, 65, 102, 111
FTC	Fuel Temperature Coefficient, contre-réaction thermique du combustible : 84
HCWR	High Conversion Water Reactors, réacteurs à eau et haute conversion : 27
LWBR	Light Water Breeder Reactor, réacteur expérimental (1977-1982) : 17, 73, 106
MCNP	Monte Carlo N Particles, code de référence développé à Los Alamos : 23
MURE	MCNP Utility for Reactor Evolution, développé au LPSC et à l’IPNO : 26
OSCAR	Optimized Scenario Code for Advanced Reactors, développé au LPSC : 53, 59
RCVS	Réacteur Convertible à Variation de Spectre : 13, 113
REP	Réacteur à Eau légère sous Pression : 11, 37
RM	Rapport de Modération, rapport des volumes modérateur sur combustible : 30, 65
RNR	Réacteur à Neutrons Rapides, refroidi au sodium ou à l’hélium : 10, 12, 104, 117
SSCR	Spectral Shift Control Reactor, réacteur expérimental (1966-1968) : 71, 102
UTOP	Unprotected Transient Over Power, transitoire en puissance complet : 89, 93

Table des matières

Introduction	3
Partie I	7
1 Un autre cycle du combustible dans des réacteurs à eau modifiés ?	9
1.1 Limites des réacteurs à eau actuels en cycle uranium	9
1.1.1 Sélection des réacteurs et définition des notions de base	11
1.1.2 Bilan des recherches sur la haute conversion en REP U/Pu	13
1.2 Spécificités et perspectives du cycle thorium en réacteurs à eau	15
1.2.1 Particularités intéressantes du combustible oxyde de thorium	15
1.2.2 Guides utiles à l'étude du cycle thorium en CANDU et en REP	17
2 Méthodologie de simulation prudente et représentative des cœurs	19
2.1 Codes et principes de simulation utilisés	19
2.1.1 Codes déterministes (DRAGON/DONJON)	19
2.1.2 Code Monte Carlo et outils associés (MCNP/MURE)	23
2.2 Description et modélisation des réacteurs étudiés	29
2.2.1 Le CANDU-6 (^{nat}U) et son rechargement en ligne	29
2.2.2 Le REP-N4 (UOX) et sa gestion par tiers de cœur	37
3 Régénération en cycle thorium accessible au CANDU standard	43
3.1 Production d' ^{233}U en CANDU Th/Pu	43
3.1.1 Prise en compte des spécificités du " $^{232}\text{ThO}_2$ "	43
3.1.2 Influences diverses sur la production d' ^{233}U	45
3.2 Autour de la régénération en CANDU Th/ ^{233}U	47
3.2.1 Influence notable de l'hétérogénéité fissile	48
3.2.2 Conversion et sûreté du cœur standard et homogène	50
3.2.3 Evaluation de la sensibilité aux données nucléaires	50
3.2.4 Scénario "REP \rightarrow CANDU Th/Pu \rightarrow CANDU Th/ ^{233}U ouvert"	52
3.3 Caractérisation du multirecyclage en CANDU Th/U	54
3.3.1 Résultats de simulation cycle par cycle	55
3.3.2 Etude de l'impact neutronique du multirecyclage	56
3.3.3 Scénario "REP \rightarrow CANDU Th/Pu \rightarrow CANDU Th/U fermé"	59

4	Sous-modération indispensable à la haute conversion en REP	61
4.1	Production d' ^{233}U en REP Th/Pu	61
4.1.1	Eléments de modélisation propres au REP	61
4.1.2	Performances diverses de conversion et de sûreté	62
4.2	Conversion médiocre du REP Th/ ^{233}U faiblement sous-modéré	63
4.2.1	Influence négligeable de l'hétérogénéité fissile	63
4.2.2	Influence limitée de la sous-modération à puissance standard	65
4.2.3	Eléments d'aval du cycle thorium et comparaison au CANDU	66
4.2.4	Scénario "REP \rightarrow REP Th/Pu \rightarrow REP Th/ ^{233}U ouvert"	67
4.3	Voies possibles vers la régénération par la sous-modération	69
4.3.1	Analyse neutronique du "gap de conversion" entre CANDU et REP	69
4.3.2	Exemple du Spectral Shift Control Reactor (SSCR) à eau lourde	71
4.3.3	Exemple du Light Water Breeder Reactor (LWBR) à eau légère	73
 Partie II		 77
5	Sûreté du CANDU thorium par thermique et cinétique ponctuelles	79
5.1	Caractérisation thermique complète du cœur	79
5.1.1	BATH : un outil pour le calcul de l'équilibre thermique initial	80
5.1.2	Calcul des contre-réactions thermiques et des paramètres cinétiques	83
5.2	Transitoires en thermique et cinétique ponctuelles couplées	88
5.2.1	CheckPoint : un code de cinétique point validé pour le CANDU ^{nat}U	89
5.2.2	Application au cas Th/ ^{233}U et pistes pour l'amélioration de la sûreté	95
6	Potentiel du REP très sous-modéré et refroidi à l'eau lourde ou légère	101
6.1	Cœur refroidi à l'eau lourde et piloté par Variation de Spectre	101
6.1.1	Ajout d'eau légère ou retrait de barres fertiles	101
6.1.2	Pistes de recherche communes aux deux techniques	105
6.2	Cœur refroidi à l'eau légère et à puissance volumique réduite	106
6.2.1	Mise au point d'un modèle de cœur simplifié représentatif du LWBR	106
6.2.2	Validation expérimentale et pistes pour l'extrapolation de la puissance	109
 Conclusions et perspectives		 115
 Bibliographie		 119

Introduction

En France, la loi du 30 décembre 1991 (définissant les grands axes de recherche à mener pour la gestion des déchets radioactifs) est à l'origine de l'investissement aujourd'hui important du CNRS et des Universités dans la physique du cycle électronucléaire, notamment dans le cadre du programme PACEN (pour l'Aval du Cycle et l'Energie Nucléaire) et du groupement GEDEPEON (GEstion des DEchets et Production d'Energie par des Options Nouvelles) avec le CEA, EDF et AREVA. En 2006, la synthèse de quinze années de recherche a conduit à une nouvelle loi définissant des objectifs précis pour chaque axe de recherche, comme celui sur la séparation poussée et la transmutation (les deux autres concernant le stockage géologique et l'entreposage en surface). Les concepts de RNR (Réacteur à Neutrons Rapides) refroidis au sodium ou au gaz seront ainsi évalués du point de vue de leurs perspectives industrielles cette année, avant de décider un prototype en 2020.

Mais au-delà de ce cadre législatif français centré sur le problème des déchets, il faut noter dès la fin des années 1990 un élargissement très net des recherches au problème plus général de l'énergie et d'une possible contribution significative du nucléaire au niveau mondial. Sont ainsi apparus les deux objectifs complémentaires que sont l'économie (et donc l'exploitation énergétique optimale) des ressources naturelles (d'uranium) d'une part, et l'amélioration de la sûreté des réacteurs nucléaires d'autre part. Cette double nécessité trouve son origine dans le "problème mondial de l'énergie", sur lequel s'est greffée la contrainte "énergie-climat" depuis une bonne vingtaine d'années déjà.

Pour avoir un aperçu lucide du problème actuel de l'énergie, rien ne vaut un petit coup d'œil dans le rétroviseur : au cours des trois derniers siècles, la population et la consommation d'énergie par personne ont toutes les deux été multipliées par 10 au niveau mondial [1]. Face à des besoins énergétiques aujourd'hui 100 fois plus élevés, la finitude des ressources naturelles (ignorée à l'aube de la révolution industrielle) commence à se faire sentir : à titre d'exemple, la production annuelle de pétrole stagne pour la première fois de son histoire depuis une dizaine d'années. En 1972, des simulations contraintes par la physique (commandées à une équipe de Dynamique des Systèmes du MIT par un groupe de réflexion appelé Club de Rome) prédisent de ce simple fait l'effondrement de la croissance économique avant l'horizon 2100 dans de nombreux cas [2]. Cette conclusion anxiogène est particulièrement amplifiée l'année suivante à l'occasion du premier choc pétrolier, et conforte alors des solutions locales radicales comme le recours massif à l'électronucléaire en France. Mais l'avertissement est oublié dès les années 1980, si bien qu'actuellement 80 % de la production mondiale d'énergie est assurée par des combustibles fossiles en sursis (35 % par le pétrole en baisse, 25 % par le charbon en hausse et 20 % par le gaz). Le reste provient pour moitié du nucléaire et de l'hydraulique, et pour moitié de formes dites "traditionnelles" (bois de chauffe essentiellement).

Ce “mix énergétique” précaire résulte du coût économique dérisoire (par rapport à sa valeur physique) de l’énergie fossile, coût paradoxalement en diminution constante (exprimé en temps de travail nécessaire pour se la payer) depuis des décennies : le pétrole devient à la fois de plus en plus rare et (pour l’instant) de moins en moins cher. En conséquence directe, le mode de vie mondial ne cesse d’évoluer vers des consommations accrues d’énergie dans tous les domaines d’activité tandis que des crises fondamentalement induites par la stabilisation de la production de pétrole deviennent de plus en plus fréquentes. Le petit calcul de coin de table suivant, inspiré des efforts pédagogiques indispensables de J.-M. Jancovici [3], illustre le fossé énorme qui existe (et qu’il faudrait combler) entre le coût virtuel de l’énergie et sa valeur physique véritable. Un petit trajet en voiture (soit le déplacement d’une tonne sur 10 km à 100 km/h) consomme **10 kWh** (ce qui représente à peu près 5 % de la consommation d’énergie journalière d’un Français). Pour obtenir la même énergie mécanique (en oubliant le rendement pour se concentrer sur les ordres de grandeur) à partir du seul travail humain (par exemple en pédalant), il faudrait cumuler pendant une journée complète les efforts d’une centaine d’hommes (chacun pouvant fournir 0.1 kWh par journée d’une dizaine d’heures) : la valeur de cette énergie s’élève à **1000 “cycliste.heure”** (exprimée ainsi en temps de travail physique nécessaire). En comparaison, le coût du trajet est d’environ 1 euro qui s’obtient après quelques minutes d’un travail salarié moyen en France : le coût de cette énergie n’est donc que de **0.1 “salarié.heure”**, soit 10000 fois moins que sa valeur physique. Ce décalage énorme entre coût économique et valeur physique de l’énergie fossile s’applique également à l’énergie nucléaire dans sa forme actuelle (réacteurs à eau et à uranium faiblement enrichi, dont seuls quelques % sont utilisés), avec des coûts comparables du kWh de l’ordre de la dizaine de centimes d’euro.

Le problème essentiel est que ce coût terriblement sous-évalué de l’énergie ne tient pas compte de la diminution aujourd’hui sensible des ressources naturelles, accélérée par l’augmentation de la demande énergétique mondiale qu’il stimule par ailleurs. En d’autres termes, plus un tel décalage persiste et plus au final le choc économique (pétrolier d’abord, éventuellement nucléaire ensuite) risque d’être soudain et violent. Faute de pouvoir y remédier directement, il faut anticiper ces tensions et le besoin impérieux d’une utilisation optimale des ressources naturelles. C’est surtout possible pour le nucléaire, dont la forme actuelle n’exploite que très partiellement le potentiel de son combustible mais qui dispose d’une marge de progression importante dans ce sens.

Ce renouvellement anticipé du nucléaire vers une meilleure efficacité énergétique est d’autant plus souhaitable que, depuis les années 90, le problème de l’énergie s’est complètement mondialisé en devenant de type “énergie-climat” : il pose le casse-tête de la recherche d’un mix énergétique idéal satisfaisant une demande en hausse tout en minimisant les risques de toute nature, qu’ils soient climatiques (réduction des émissions de gaz à effet de serre par les énergies fossiles pour limiter le réchauffement global) ou industriels (réduction ou a minima stabilisation de la probabilité totale d’accident grave, en particulier pour le nucléaire). Depuis quelques années, un consensus s’installe autour d’éléments de solution volontaires comme les économies d’énergie (par exemple dans l’habitat ou dans les transports, avec la re-densification d’un tissu urbain irrigué par les transports collectifs et économisant les déplacements), l’essor complémentaire des énergies renouvelables et du nucléaire (la dernière ne pouvant se passer des premières et vice-versa) ou encore la taxation des rejets de CO₂ (via une “taxe carbone” rendant plus “physique” le coût de l’énergie fossile et qui serait bien plus efficace que les actuels quotas d’émission, dont l’usage a été dévoyé par la spéculation).

Il est difficile d'ignorer dans un tel contexte l'apport possible d'un nucléaire revu et corrigé, avec d'ores et déjà deux objectifs clairement identifiés : une meilleure **conversion** (i.e. une meilleure utilisation du potentiel énergétique de fission des ressources naturelles d'uranium et de thorium) et une meilleure **sûreté** (de façon à maintenir le risque d'accident en deçà d'un seuil socialement acceptable, toujours difficile à définir de façon rationnelle : ainsi les accidents de la route - plus d'un million de victimes par an dans le monde - sont relativement bien tolérés). Cette vision réaliste d'un rôle significatif possible du nucléaire est exprimée par de nombreuses réflexions récentes sur le sujet ("Car la question essentielle est bien celle-là : admettons que la sortie du fossile soit décrétée priorité planétaire : peut-on y parvenir en se passant simultanément du nucléaire ?" [4]). De même, la question "Le nucléaire est-il un choix raisonnable ?" posée par H. Nifenecker trouve dans son dernier ouvrage [5] des réponses en faveur d'un usage raisonné de cette énergie dont il sera difficile de se passer pour toutes les raisons tant économiques que physiques précédemment explicitées.

C'est en 2005, à partir de ce constat d'une nécessaire amélioration des niveaux de conversion et de sûreté des réacteurs existants, que le travail de recherche présenté en partie dans ce mémoire a été initié. L'idée de départ était d'envisager, pour économiser l'uranium naturel dans l'hypothèse double d'une contribution significative du nucléaire au mix énergétique mondial et d'un retard prolongé du démarrage des RNRs régénérateurs (capables d'exploiter presque à 100 % le potentiel énergétique du combustible), l'utilisation de thorium (l'autre ressource naturelle) dans les réacteurs à eau existants que sont le CANDU (réacteur à eau lourde et oxyde d'uranium naturel) d'une part et le REP (réacteur à eau légère et oxyde d'uranium légèrement enrichi UOX) d'autre part. Le CANDU, au même titre que le concept de Réacteur à Sels Fondus et spectre thermique (étudié en détail à l'occasion de ma thèse soutenue en 2002 [6, 7], et dont le retraitement continu du combustible liquide par pyrochimie n'est que la version idéalisée du rechargement en ligne du CANDU), est bien connu pour sa faculté à approcher de très près la régénération en cycle thorium. Quelques discussions avec H. Nifenecker autour de premiers calculs simplifiés prometteurs ont conduit à la définition d'un programme de recherche complet sur le CANDU thorium, avec comparaison au cas du REP (dont j'avais suivi les premières études par le CNRS dès le début de la thèse de F. Michel-Sendis encadrée par S. David [8], lors de mon séjour post-doctoral à l'IPNO en 2003). Suite à son stage de M1 sur l'ACR (Advanced CANDU Reactor) à Montréal, j'ai proposé à P. Guillemin un stage de M2 puis une thèse (soutenue en 2009 [9], et dont ce mémoire est une synthèse complétée et prolongée [10]) sur ce sujet motivé de l'étude comparative des réacteurs CANDU et REP en cycle thorium.

Après quelques compléments sur la recherche de la haute conversion dans les réacteurs à eau en cycle uranium puis en cycle thorium, nous décrirons (avec pédagogie à l'intention des futurs étudiants en thèse sur le sujet) la méthodologie "duale" de simulation employée. Basée à la fois sur le code Monte Carlo MCNP (outil historique du CNRS pour la Physique des Réacteurs) et sur les codes déterministes de l'Institut de Génie Nucléaire de Montréal, elle permet de mieux contrôler nos résultats et de compenser le manque de repères expérimentaux. Les principaux résultats obtenus pour le CANDU thorium seront exposés dans le chapitre 3 et conduiront à la définition d'un premier projet de recherche, pour une évaluation plus précise et raffinée de sa sûreté (chapitre 5). Les performances et nécessaires modifications du REP thorium seront analysées dans le chapitre 4, avant d'être finalement extrapolées jusqu'à un second projet de recherche (chapitre 6).

Partie I

Haute conversion en cycle thorium dans les réacteurs CANDU et REP

Chapitre 1

Un autre cycle du combustible dans des réacteurs à eau modifiés ?

*Quand la mer monte,
j'ai honte, j'ai honte.*

Raoul de Godewarsvelde

1.1 Limites des réacteurs à eau actuels en cycle uranium

Le sentiment mis en exergue ci-dessus se prête particulièrement bien au rappel du double défi que le nucléaire est vraisemblablement amené à relever dans les prochaines décennies : d'une part prendre autant que possible la relève des énergies fossiles pour lutter contre le réchauffement climatique (et la montée du niveau des mers associée ...), et d'autre part améliorer la sûreté de chaque nouveau réacteur (notamment en cas d'inondation par un tsunami ...) afin de maintenir la probabilité globale d'un accident grave dans le monde au moins à son niveau actuel. Comme très justement analysé par A. Weinberg à l'occasion de l'accident de Three Mile Island [11], l'accident de Fukushima nous rappelle que la première contrainte de sûreté d'un réacteur nucléaire - inhérente à l'énergie de fission - est l'extraction efficace de la puissance résiduelle : juste après arrêt de la réaction en chaîne, la radioactivité d'un cœur typique de 1 GW_e s'élève en effet à environ 15 milliards de Ci (soit l'équivalent de 15000 tonnes de radium, ou encore de la radioactivité de tous les océans) et ne décroît significativement qu'après plusieurs mois voire années.

Plusieurs voies sont envisageables pour remplir ce double objectif, à commencer par une toute nouvelle (quatrième) génération de réacteurs (appelée "Gen-IV" dans la suite, cf. figure 1.1). Dès le début orientée vers la recherche de niveaux accrus de conversion et de sûreté dans le cadre du GIF (Gen-IV International Forum) lancé en 2001, la Gen-IV regroupe une sélection de réacteurs pour la plupart régénérateurs en cycle uranium c'est à dire capables de produire au moins autant de matière fissile ^{239}Pu par capture de neutrons sur l' ^{238}U fertile (suivie des désintégrations β^- successives de l' ^{239}U puis du ^{239}Np) que ce qu'ils en consomment par fission. Cette propriété permet de ramener la consommation d'uranium naturel par GW_e.an produit à environ 1 tonne, contre environ 200 fois plus pour le nucléaire actuel qui ne fait qu'une utilisation très partielle de la ressource (pour laquelle il n'y aura pas de problème avant la fin de ce siècle, à condition que la part du nucléaire puisse rester au niveau marginal actuel ce que nous ne supposons pas ici).

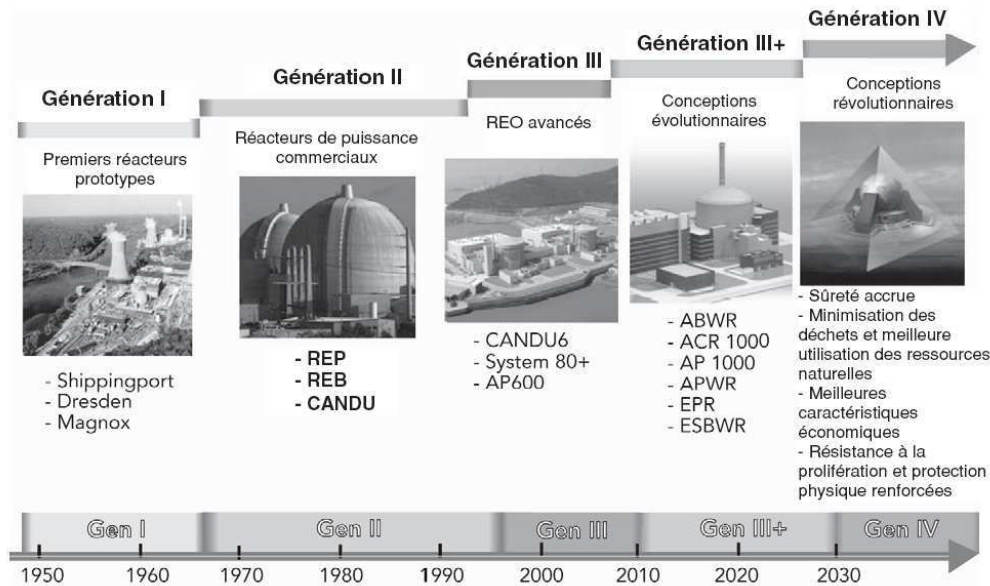


FIG. 1.1 – Un aperçu des générations d'après le GIF [12] : la quatrième, essentiellement caractérisée par ses objectifs de conversion et de sûreté accrues, n'est pas encore clairement définie.

Compte tenu du nombre limité de neutrons disponibles par fission, il y a deux contraintes essentielles à respecter pour que cet exercice délicat de la régénération soit possible : ne pas trop ralentir les neutrons (les neutrons rapides minimisent la capture du ^{239}Pu au profit de sa fission) et minimiser les absorptions "stériles" (dans les structures et surtout dans le caloporteur). Cela impose que le caloporteur ne doit être composé d'éléments ni trop légers (ralentisseurs de neutrons, comme l'hydrogène) ni trop absorbants, et autorise au moins trois solutions : le sodium, le plomb ou encore l'hélium sous pression. Chacune d'entre elles présente à la fois avantages et inconvénients, et réclame encore beaucoup de R&D avant le démarrage d'une filière industrielle de Réacteurs à Neutrons Rapides. Précisons qu'on peut également faire de la régénération à partir non pas d' ^{238}U mais de ^{232}Th pour lequel le fissile associé est l' ^{233}U (produit après les désintégrations β^- successives du ^{233}Th et du ^{233}Pa). Un avantage notable de ce cycle alternatif est que le recours aux neutrons rapides n'est plus obligatoire, grâce aux caractéristiques exceptionnelles de fission de l' ^{233}U . Toutefois, les concepts de Gen-IV qui visent la régénération avec ce cycle thorium (comme les Réacteurs à Sels Fondus par exemple) se heurtent à des difficultés technologiques du même ordre que les autres, et sont donc soumis au même problème de compétitivité retardée probable.

Une voie de recherche complémentaire est de tolérer une légère sous-génération : on parle alors de "haute conversion". En acceptant de relâcher la contrainte de "régénération à tout prix" (loin d'être un optimum économique à cause des difficultés technologiques qu'elle pose), on peut ainsi recourir à des technologies traditionnelles mieux éprouvées et qui sont probablement capables d'atteindre des niveaux de conversion intéressants. Certes bien en deçà du facteur théorique 200 apporté par la régénération, un facteur de réduction de 2 à 3 de la consommation de la ressource naturelle est ainsi envisageable aussi bien en cycle uranium qu'en cycle thorium (le premier ayant surtout été envisagé du point de vue de la haute conversion pour le REP, et le second pour le CANDU).

Une telle recherche de la haute conversion dans les réacteurs à eau existants est d'autant plus justifiée que les temps caractéristiques de mise en œuvre de l'industrie électronucléaire sont très longs, de l'ordre de plusieurs décennies. L'écrasante majorité des réacteurs à eau n'a ainsi amorcé son renouvellement que depuis quelques années (avec l'EPR européen ou l'AP-1000 américain pour la technologie REP par exemple), avec des versions simplement améliorées des mêmes concepts de base (conversion optimisée, sûreté redondante et surtout durée de vie étendue au-delà de 60 ans grâce aux progrès réalisés dans la fabrication de la cuve). Il faut donc tenir compte de cette inertie et la confronter à l'autre échelle de temps des défis posés par le problème "énergie-climat" : si le nucléaire doit contribuer à une solution possible de façon significative, il faut qu'il le fasse avec une part importante des réacteurs en opération dans les prochaines décennies ... et donc probablement avec des réacteurs à eau. Après avoir précisé notre sélection de tels réacteurs et défini les notions de base utiles, nous ferons un bilan des recherches menées sur la haute conversion en REP uranium avant d'exposer en comparaison les intérêts du cycle thorium dans la partie suivante.

1.1.1 Sélection des réacteurs et définition des notions de base

REP dominants et CANDU prometteurs

La puissance nucléaire actuellement installée dans le monde s'élève à 370 GW_e environ (fin 2007, d'après les données diffusées par le CEA [13]), dont presque 95 % proviennent des réacteurs refroidis et modérés à l'eau lourde ou légère (la filière RBMK à modérateur graphite, tombée à juste titre en désuétude après l'accident de Tchernobyl en 1986, n'étant pas incluse). Un peu plus des deux tiers de cette puissance est fournie par les Réacteurs à Eau légère sous Pression de type REP (eau du circuit primaire maintenue liquide sous une pression moyenne de 155 bar environ), incluant la technologie russe VVER similaire. Le reste est constitué des Réacteurs à Eau Bouillants de type REB (eau du circuit primaire diphasique, sous une pression à peu près deux fois moindre qu'en REP) et de seulement 22 GW_e de réacteurs de type CANDU (constitué de tubes de pression d'eau lourde liquide circulant sous 105 bar pour refroidir le combustible, le tout dans un très grand réservoir d'eau lourde modératrice pratiquement stagnante et laissée à pression atmosphérique).

Le cas des REB est particulier : leur compétitivité est équivalente à celle des REP, mais le contexte actuel de recherche d'une meilleure sûreté ne leur est pas favorable (bien que l'accident des REB de Fukushima ne soit pas fondamentalement lié à une faiblesse particulière du concept de REB, mais bien plutôt à des négligences dans le dimensionnement des barrières de "défense en profondeur" du site de la centrale). La compétitivité équivalente du REB par rapport au REP s'explique par la compensation du coût réduit de la cuve (moins épaisse sous une pression moitié moindre) par un volume total nécessairement plus grand (du fait d'une puissance volumique plus faible). L'échange de chaleur typique du REP entre circuit primaire et circuit secondaire est avantageusement évité par l'envoi direct de la vapeur primaire vers la turbine, mais pose de lourds problèmes de contamination et de radioprotection. Pour toutes ces raisons, on ne retient donc dans la suite pour notre étude comparative du cycle thorium en réacteurs à eau que le REP très répandu et le CANDU bien adapté à la haute conversion : ainsi un REP UOX ne tire globalement de la fission du ²³⁹Pu produit à partir de l'²³⁸U qu'un tiers de son énergie tandis qu'un CANDU, compte tenu de son excellente économie de neutrons assurée en partie par l'eau lourde très peu absorbante, en tire plus de la moitié [14].

Présentation rapide des notions de base

Le but n'est pas ici de décrire les contraintes régissant le fonctionnement d'un réacteur nucléaire, qu'elles soient thermohydrauliques (par exemple sur le profil de puissance), cinétiques (nécessité d'un comportement stable du cœur avec retour intact à l'équilibre après perturbation) ou encore économiques. Il s'agit plutôt de donner de façon progressive les quelques notions-clés qui nous serviront dans toute la suite à évaluer et comparer les performances obtenues par simulation :

– Criticité

La criticité est le régime d'équilibre statistique de la population des neutrons dans un cœur (dit critique dans ce cas), qui est maintenu par le mécanisme d'auto-entretien des réactions de fission en chaîne. Exception faite du cas très particulier des réacteurs sous-critiques pilotés par accélérateur, elle est la première condition préalable au fonctionnement normal d'un réacteur nucléaire. Le facteur de multiplication, noté k_{eff} comme effectif si le cœur est de taille finie (et qu'une évaluation des fuites est alors nécessaire) ou k_{∞} le cas échéant, est le rapport global - caractéristique du cœur entier - du taux de production des neutrons par fission sur leur taux de disparition par fuite ou absorption : à la criticité, il vaut exactement 1. Pour caractériser les autres régimes - forcément transitoires - d'un cœur (par exemple pendant son démarrage), ce n'est plus k_{eff} mais la réactivité $\rho = \frac{k_{eff}-1}{k_{eff}}$ qui est utile : c'est le paramètre naturel des équations de la cinétique (apparaissant notamment dans un terme en $\exp\left(\frac{\rho-\beta}{\Lambda} t\right)$ où β est la proportion de neutrons retardés et Λ le temps moyen entre deux générations de fission).

– Burnup

Dans un réacteur à eau classique, la réactivité tend inévitablement à devenir négative (à cause de la diminution de la part fissile du combustible et de l'empoisonnement neutronique par les produits de fission notamment) et doit être maintenue à zéro sur le long terme (par un rechargement quasi-continu du combustible en CANDU, et la dilution de bore soluble dans l'eau primaire en REP). Le burnup de sortie (ou "burnup final") exprimé en MWj/t est défini comme la quantité moyenne d'énergie de fission extraite du combustible par tonne de noyaux lourds (ou "de combustible métal") avant sa sortie du cœur (après son déchargement en ligne pour le CANDU, et à l'arrêt du cœur une fois le stock initial de bore épuisé pour le REP).

– Conversion

Deux indicateurs de la conversion (i.e. du niveau de régénération du combustible), définis depuis les années 50 pour ce genre d'études, seront utilisés : le Fissile Inventory Ratio (FIR) qui est le rapport de la quantité de matière fissile (ou "inventaire" fissile) en fin de cycle sur sa valeur initiale, et le Breeding Ratio (BR) qui est le rapport instantané (pour un burnup donné) du taux de production de matière fissile sur son taux de consommation. En cycle uranium, les isotopes fissiles considérés sont l' ^{235}U , le ^{239}Pu (fissile principal, i.e. régénéré) et le ^{241}Pu . En cycle thorium, pour le FIR (défini en fin de cycle), on compte le ^{233}Pa (qui est de l' ^{233}U en devenir une fois sorti du cœur) au même titre que le fissile principal ^{233}U et l' ^{235}U . Ces définitions du FIR ne distinguent pas les isotopes fissiles, alors que leurs propriétés sont différentes : pour cette raison, des "facteurs d'équivalence" sont parfois introduits pour l'étude des combustibles "complexes" de RNR U/Pu. Dans notre cas du cycle thorium fortement dominé par le fissile principal ^{233}U , cette notion est superflue et ne sera pas utilisée.

– Enrichissement

Bien qu’immédiate, l’enrichissement (i.e. la part fissile du combustible) est la dernière “notion” que nous détaillons dans la mesure où elle relie entre elles les trois précédentes. Augmenter l’enrichissement permet en effet d’augmenter la valeur initiale du k_∞ , et donc la “réserve de réactivité” du cycle soit finalement le burnup de sortie. Mais à l’inverse la conversion est dégradée dans ce cas, du fait d’absorptions favorisées dans les isotopes fissiles plutôt que fertiles. Par ailleurs, l’enrichissement doit souvent être limité pour des raisons de sûreté (par exemple dans un REP, pour que la réactivité introduite en cas de dilatation du caloporteur reste toujours négative). On identifie ainsi très bien dès à présent le principal compromis à l’œuvre dans ce genre d’études : il se fait entre burnup et conversion sous l’arbitrage de l’enrichissement, qui sera notre principal paramètre d’ajustement. Exprimé le plus souvent en proportion massique (wt%) du combustible complet (toujours étudié sous la forme oxyde dans ce mémoire) se prêtant bien au calcul simplifié de l’économie d’uranium dans des scénarios, l’enrichissement sera parfois donné en proportion atomique (at%) des actinides également.

1.1.2 Bilan des recherches sur la haute conversion en REP U/Pu

Renouveau récent des études par simulation

Des deux réacteurs retenus, le CANDU est le plus intéressant vis-à-vis de la haute conversion en cycle uranium mais également celui dont la marge de progression est la plus limitée. Le REP UOX standard est au contraire loin de l’optimum de conversion. Pour cette raison, des améliorations du cœur pour une meilleure conversion en REP U/Pu ont déjà été intensivement étudiées par simulation (notamment en France dans les années 80 par le CEA, EDF et Framatome). En recherchant une version améliorée du REP standard pour une utilisation plus efficace du plutonium en cycle U/Pu, ce dernier acteur a ainsi développé le concept RCVS (Réacteur Convertible à Variation de Spectre) d’un cœur sous-moderé chargé en combustible de type MOX (^{235}U remplacé par du plutonium issu du retraitement de combustible UOX usé) et doté d’une gestion innovante de la réactivité [15].

Pour des raisons de compétitivité retardée (analogues à celles en partie responsables de l’arrêt de Superphénix et de la filière RNR Na en France à la fin des années 90), de telles évolutions du REP n’ont pas pu se concrétiser à l’époque mais sont actuellement remises au goût du jour compte tenu du nouveau contexte énergétique mondial. Cet intérêt renouvelé de la haute conversion en cycle uranium est confirmé par la comparaison avec toutes les autres améliorations possibles dans l’utilisation de la ressource naturelle, dont l’ensemble ne peut contribuer qu’à une économie d’uranium naturel de 50 % au maximum (l’essentiel étant apporté par le recyclage du combustible et la minimisation des pertes au retraitement [16]). La haute conversion peut contribuer seule à cette même économie de 50 % à partir d’un FIR de 0.85 (tout à fait envisageable par sous-moderation du cœur, largement étudiée dès les années 80 aussi bien du point de vue de la neutronique que de celui de la thermohydraulique [17]). Des études récentes réalisées au CEA Saclay définissent ainsi un cœur dont le FIR de 0.82 est obtenu après un burnup standard de 50 GWj/t avec un rapport de modération (rapport du volume de modérateur sur celui de combustible) d’environ 1.3, nettement inférieur au standard de 2 [18, 19]. Les valeurs typiques de FIR dans les REPs UOX et MOX actuels à l’équilibre de leur rechargement sont, à titre de comparaison, de 0.60 et 0.75 respectivement.

Important programme expérimental des années 80 à valoriser

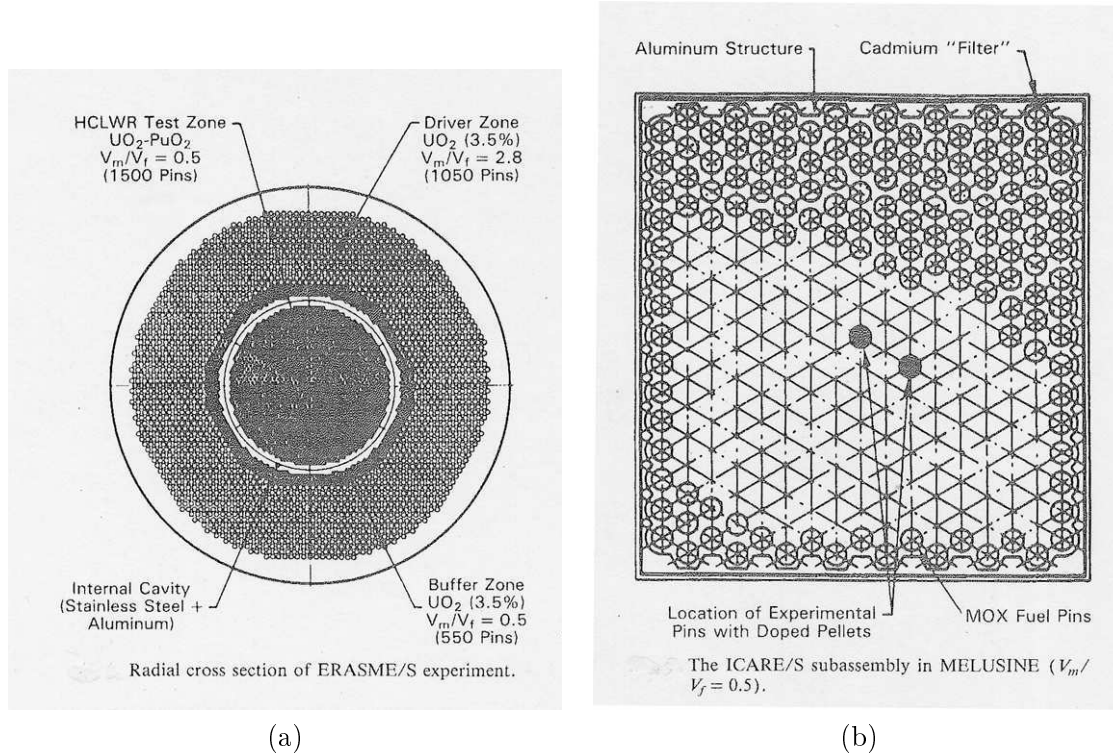


FIG. 1.2 – Description du coeur complet de l'expérience ERASME@EOLE (a) et d'un assemblage de l'expérience ICARE@MELUSINE (b) d'après [20].

Les études de simulation effectuées dans les années 80 ont par ailleurs bénéficié d'un programme expérimental considérable mené à bien par le CEA. Réalisée dans le réacteur EOLE de Cadarache et décrite par la figure 1.2 (a), l'expérience ERASME a ainsi permis de mesurer un grand nombre de caractéristiques intégrales (facteur de multiplication, réactivité du vide, taux de réaction, niveau de conversion, ...) de la partie centrale et très sous-moderée de son cœur (rapport de modération de 0.5 dans la version S en 1985, et de 0.9 dans la version R l'année suivante). Ces mesures (dont l'incertitude était limitée à 200 pcm - pour cent mille, unité pratique de réactivité - environ) ont montré des sur-estimations par le calcul (avec le code déterministe APOLLO) de 500 pcm dans la version R et de 900 pcm dans la version S la plus sous-moderée, amorçant ainsi une amélioration des codes de calcul et des données utilisées pour la simulation de tels réacteurs. L'expérience ICARE, réalisée dans le réacteur MELUSINE de Grenoble, vient ainsi en complément : elle consiste en effet à mesurer des sections efficaces moyennes de capture d'actinides (contenus en proportion de l'ordre de 0.1 % dans quelques-uns des crayons de combustible MOX) en spectre équivalent à celui d'un cœur fortement sous-moderé, l'assemblage décrit par la figure 1.2 (b) reproduisant un rapport de modération de 0.5 à l'aide d'un rideau de cadmium faisant office de "filtre passe-haut" (seuls les neutrons épithermiques et rapides produits à l'extérieur peuvent y pénétrer). Ces techniques expérimentales peuvent être utilisées pour la mise au point de la haute conversion en cycle thorium, dont nous allons à présent exposer les principales pistes d'étude pour le CANDU et le REP.

1.2 Spécificités et perspectives du cycle thorium en réacteurs à eau

Notre sélection de réacteurs à eau se limite aux types CANDU et REP, qui sont à la fois représentatifs du parc mondial actuel et intéressants pour la haute conversion en cycle thorium (les REB et a fortiori les réacteurs à eau supercritiques de Gen-IV ne seront pas envisagés). On résume ici les principales spécificités du cycle thorium, d'abord nucléaires pour son excellent fissile ^{233}U par comparaison avec le cycle uranium (cf. 3.1.1 pour le ^{232}Th) puis physico-chimiques pour le combustible oxyde. Un bref récapitulatif des études ou des expériences déjà réalisées sera finalement donné en guise d'introduction aux chapitres 3 et 4, sur le CANDU et le REP respectivement.

1.2.1 Particularités intéressantes du combustible oxyde de thorium

Comparaison neutronique des cycles uranium et thorium

Outre la réduction de l'inventaire en Actinides Mineurs (Np, Am, Cm) et la gestion intéressante du plutonium (comme fissile initial), un intérêt essentiel du combustible Th/ ^{233}U est son excellente productivité de neutrons par fission. La figure 1.3 compare la dépendance en énergie des facteurs de reproduction η_i (nombre de neutrons de fission produits par absorption) des deux fissiles ^{233}U ($i = 3$) et ^{239}Pu ($i = 9$) de chaque cycle. Les différences sont très légères entre ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0, l'essentiel concernant le ^{232}Th dans le domaine épithermique (non représenté).

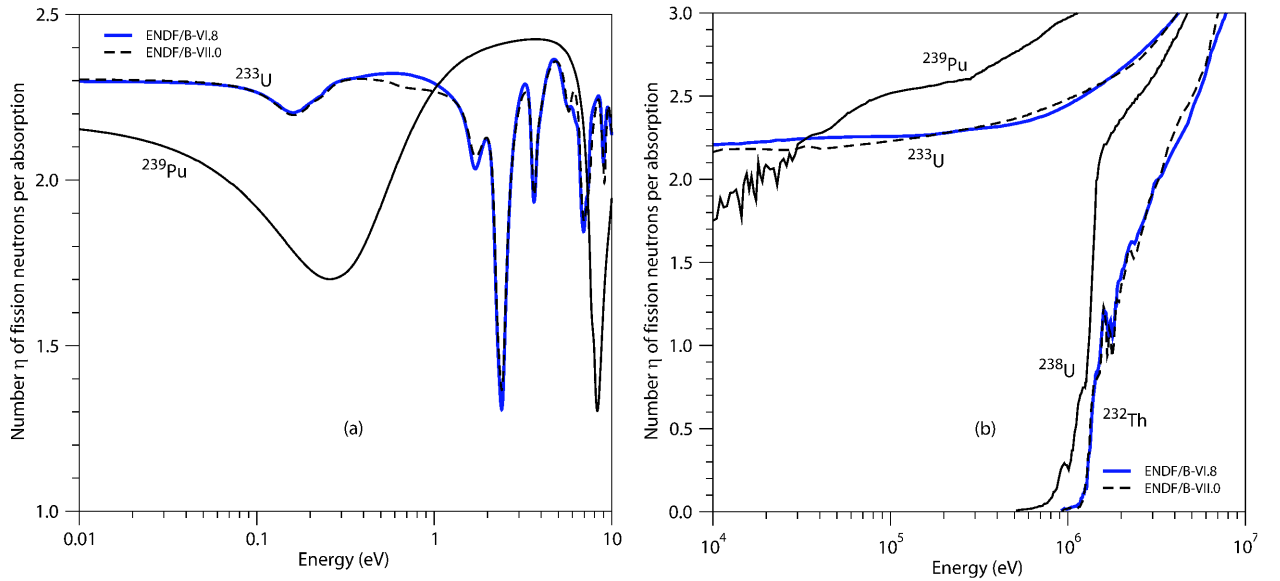


FIG. 1.3 – Nombres η de neutrons de fission produits par absorption des principaux noyaux fissiles et fertiles des cycles uranium et thorium aux énergies les plus basses (a) et les plus élevées (b), d'après ENDF/B-VI.8 (et ENDF/B-VII.0 pour le thorium) pour une température de 1000 K.

Clairement, η_3 est intéressant aussi bien dans le domaine rapide que dans le domaine thermique (à la différence de η_9 très mauvais en spectre thermique). Pour préciser cela, il est possible d'évaluer la valeur moyenne de ces facteurs de reproduction dans le spectre typique de chaque réacteur. η_3 et η_9 valent ainsi respectivement 2.28 et 1.94 en CANDU [21], contre 2.27 et 1.84 en REP [22].

Introduisons $N_{d,i}$ le nombre de neutrons disponibles par fission pour la sur-génération, une fois que la criticité infinie (sans fuite de neutrons) et la régénération sont assurées :

$$N_{d,i} = \nu_i - 2 (1 + \alpha_i) = \nu_i \left(1 - \frac{2}{\eta_i}\right) \quad (1.1)$$

où ν_i et α_i sont respectivement le rendement de fission et le rapport des sections efficaces de capture sur fission de l'isotope fissile i . Après normalisation par neutron de fission et prise en compte des inévitables pertes (incluant absorptions stériles et fuites, avec une probabilité globale typique d'environ 10 % par neutron de fission), on obtient $n_{d,i}$ la proportion effective des neutrons de fission disponibles pour la sur-génération :

$$n_{d,i} = \frac{N_{d,i}}{\nu_i} - 0.1 = 1 - \frac{2}{\eta_i} - 0.1 \quad (1.2)$$

exprimant par neutron de fission la faisabilité de la sur-génération en cas de valeur positive, et ce qu'il manque dans le cas contraire. D'après les valeurs η_i précédentes, $n_{d,3}$ est proche de zéro dans les deux cas ce qui signifie que, du seul point de vue (incomplet) des propriétés nucléaires, la régénération avec un combustible Th/²³³U est a priori accessible aux deux types de réacteurs. Au contraire, la régénération avec un combustible U/²³⁹Pu est hors d'atteinte du CANDU comme du REP (avec $n_{d,9}$ valant environ -0.1 en CANDU et -0.2 en REP).

Autres propriétés du cycle thorium à considérer dans la suite

La comparaison neutronique précédente ne peut seule suffire à évaluer précisément le niveau de conversion dans des réacteurs réels, dont on pressent que les conditions d'opération particulières jouent un rôle important. Il est ainsi bien connu qu'à la différence du REP (pourtant proche du seul point de vue du spectre), le CANDU peut atteindre la régénération en cycle thorium [21]. Il faut donc ajouter à notre comparaison de ces deux réacteurs la prise en compte de leurs caractéristiques propres de fonctionnement d'une part, mais aussi de toutes les propriétés (autres que neutroniques) du combustible à base de thorium (oxyde de thorium et d'uranium) d'autre part.

Envisagés pour la régénération qui étend considérablement l'autonomie nucléaire, le thorium (de l'ordre de 6 ppm en masse dans la croûte terrestre, essentiellement dans des phosphates de terres rares appelés monazites) et l'uranium (concentration trois fois moindre) ont des abondances comparables. Les réserves de thorium (plus dispersées que celles d'uranium) sont principalement situées en Australie, en Inde, en Norvège et en Amérique du Nord [22]. Du point de vue du risque radiologique, l'exploitation du minerai de thorium est facilitée par un effet radon réduit par rapport à l'uranium (dont le ²²²Rn de 3.8 jours de période est remplacé par le ²²⁰Rn qui se désintègre en moins d'une minute, avant de dégazer). L'aval du cycle pose par contre des problèmes de radioprotection (cf. chapitre 4 pour l'évaluation en REP et la comparaison au CANDU), notamment du fait d'une forte activité γ de haute énergie liée à la décroissance de l'²³²U produit par ²³²Th($n, 2n$).

Le fissile ²³³U, de période trop courte à l'échelle géologique (159000 ans, contre 24000 ans environ pour le ²³⁹Pu), n'est pas présent dans la nature et doit être produit au préalable ou remplacé au démarrage par un "starter" disponible (e.g. plutonium issu d'UOX usé). Par rapport au cycle uranium, le ²³³Pa précurseur β^- du fissile a une période plus longue (27 jours, contre 2 jours pour le

^{239}Np) et donc un inventaire et un taux d'absorption plus élevés dont le prix est double : celui d'un neutron (perdu dans cette capture stérile) et celui d'un ^{233}U en devenir (cf. évaluation pour le REP au chapitre 4). Pour la même raison, le ^{233}Pa est responsable de "l'effet protactinium" qui consiste en une augmentation de la réactivité du combustible après l'arrêt du réacteur. Mais cet effet n'est pas le principal problème de sûreté, posé par la faible proportion de neutrons retardés de l' ^{233}U (environ 300 pcm, soit une proportion environ moitié moindre que celle de l' ^{235}U et légèrement inférieure à celle d'un combustible U/Pu en RNR, de l'ordre de 350 pcm). Le comportement global de cœurs thoriés en cas de perturbation fait intervenir de tels paramètres cinétiques, mais également les propriétés thermiques du combustible qui déterminent notamment l'ampleur des contre-réactions thermiques sur la réactivité. Par rapport à l' UO_2 , le ThO_2 a une plus grande conductivité thermique ainsi qu'une température de fusion plus élevée : ces deux avantages doivent être pris en compte dans des calculs cinétiques complets, qui seuls peuvent permettre d'apprécier le niveau de sûreté des réacteurs à eau thoriés par rapport à leurs versions actuelles (cf. chapitre 5 pour le CANDU).

1.2.2 Guides utiles à l'étude du cycle thorium en CANDU et en REP

Commençons par un historique partiel des études de simulation. Pendant les années 70, l'AECL (Atomic Energy of Canada Limited, constructeur du CANDU) a accordé beaucoup d'attention au cycle thorium comme en témoigne la grosse synthèse de ses études physiques effectuée au début des années 80 en des termes économiques [21]. Cet intérêt a très récemment été renouvelé (à partir de 2009), notamment du fait de la demande indienne pour des solutions industrielles concrètes appliquées à la ressource thorium [23]. Les premières études approfondies du REP thorium sont réalisées à peu près à la même époque en France dans le cadre de thèses financées par EDF et le CEA, ciblant respectivement l'aspect "système" [24] et l'aspect "cycle" [25] du problème. C'est à partir de 2003 que cette thématique est reprise par le CNRS, d'abord à l'IPNO [8] puis au LPSC avec la thèse de P. Guillemin [9] en cours de publication sous la forme d'une synthèse complétée et prolongée [10]. Le REP thorium est également en cours d'étude au CEA Cadarache [26] et connaît un regain d'intérêt outre-atlantique avec la revue récente par l'Argonne National Laboratory [27] d'un grand nombre d'études sur le sujet (dont celle que nous avons publiée en 2009 [28]). Les premiers résultats obtenus par le CNRS sur les performances du CANDU et du REP en cycle thorium ont d'ores et déjà été utilisés dans des évaluations de scénarios symbiotiques, démontrant leur intérêt économique [29] et évaluant leur impact sur la consommation globale d'uranium [30].

Complétons cet historique par une liste de quelques expériences d'irradiation de thorium limitée aux réacteurs à eau, d'après la synthèse exhaustive de D. Grenèche [22]. C'est essentiellement en réacteur à eau légère que les Etats-Unis ont contribué à l'irradiation électrogène de thorium, dans les années 60 et 70. Le succès expérimental du LWBR (Light Water Breeder Reactor) sera développé dans le chapitre 4, puis utilisé comme le point de départ de nouvelles études dans le chapitre 6. Enfin en 1995, l'Inde a procédé à l'utilisation de ThO_2 (environ une tonne) dans quelques assemblages de ses réacteurs de type CANDU Kakrapar-1 et 2 (200 MW_e), pour une distribution de puissance dans le cœur la plus plate possible. D'autres irradiations similaires sont planifiées pour les années à venir, à partir de la dizaine de tonnes de combustible thorié déjà fabriqué et prêt à être utilisé.

Chapitre 2

Méthodologie de simulation prudente et représentative des cœurs

*You can get it wrong
and still you think that it's all right.*
The Beatles, We can work it out

2.1 Codes et principes de simulation utilisés

L'analyse neutronique élémentaire du combustible $\text{Th}/^{233}\text{U}$ effectuée au chapitre précédent ne permet pas la comparaison complète des deux réacteurs CANDU et REP étudiés. Il faut en effet tenir compte également de l'impact tout aussi important de leurs contraintes de fonctionnement sur les performances de conversion et de sûreté. Ceci explique le recours habituel aux calculs de simulation, réalisés dans toute la suite par deux grands types de codes. Pour une raison essentielle de prise en compte des caractéristiques de chaque réacteur à l'échelle de son cœur, la suite déterministe de transport/diffusion DRAGON/DONJON est le premier de ces types utilisés. Mais en dépit de leur aptitude à modéliser fidèlement les cœurs étudiés, ces codes déterministes sont basés sur d'inévitables discrétisations spatiales et énergétiques aux domaines de validité souvent limités. C'est pourquoi le code de référence Monte Carlo MCNP est utilisé pour valider nos calculs, en utilisant l'ensemble d'outils logiciels MURE développé à cet effet depuis quelques années au LPSC et à l'IPNO.

2.1.1 Codes déterministes (DRAGON/DONJON)

L'ensemble de nos calculs déterministes est réalisé par la "suite" canadienne DRAGON/DONJON, développée depuis le début des années 90 à l'IGN de Montréal. Elle permet au final d'effectuer avec DONJON (le code "cœur") des simulations pratiques d'utilité industrielle immédiate (en lien étroit avec les contraintes d'opération quotidienne des réacteurs CANDU pour l'essentiel), à partir de résultats calculés en transport par DRAGON à l'échelle d'assemblages. Les modalités précises de ce type d'utilisation couplée ne sont expliquées ni dans le manuel de DONJON [31], ni dans celui de DRAGON [32]. Ce sont en effet des documents techniques qui décrivent l'architecture de codes développés dans un souci de cohérence pour faciliter l'ajout ultérieur de toute nouvelle méthode.

Nous avons heureusement pu profiter d’une formation à cet usage par les auteurs, d’abord dans le cadre du stage de M1 effectué par P. Guillemain sous la direction d’E. Varin à l’IGN de Montréal pendant l’été 2005 [33]. Cela nous a donné une maîtrise satisfaisante de l’ensemble dès le début de son stage de M2 effectué l’année suivante au LPSC [34], à l’issue duquel j’ai pu suivre une formation donnée sur DRAGON [35]. DRAGON est conçu et optimisé pour le spectre thermique du CANDU, mais reste bien adapté au spectre un peu plus dur du REP [36]. Ce code calcule flux et sections efficaces, et peut les utiliser dans son propre module de calcul d’évolution du combustible avant de les homogénéiser (sur l’assemblage entier) et de les condenser (à deux groupes d’énergie). Sous cette forme, les données sont ensuite utilisées pour un calcul de cœur par DONJON (qui permet notamment de gérer les plans de chargement quasi-continus du CANDU). Les données nucléaires utilisées par nos calculs DRAGON sont toutes issues de la base ENDF/B-VI (release 8) et ont été récupérées à 172 groupes d’énergie sur le site web du WIMS-D Library Update Project.

Principes de la résolution de l’équation du transport par la méthode P_{ij}

Dans les cours de physique neutronique tels que donnés depuis plusieurs décennies, par exemple au sein des différentes formations en génie nucléaire de Grenoble [37, 38, 39], l’équation du transport (également dite “de Boltzmann” en référence à l’équation intégral-différentielle de la théorie cinétique qui décrit l’évolution d’un gaz parfait, dont les molécules ne peuvent être ni produites ni absorbées à la différence des neutrons) occupe une place centrale et s’écrit en général sous cette forme :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{\Omega}, E)}{\partial t} = - \left[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t \right] \phi(\vec{\Omega}, E) + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int \nu \Sigma_f \phi(\vec{\Omega}', E') d^2\Omega' dE' + \int \Sigma_s(\vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E') \phi(\vec{\Omega}', E') d^2\Omega' dE' + Q_{int}(\vec{\Omega}, E) \quad (2.1)$$

avec :

- $\phi(\vec{\Omega}, E)$ la densité angulaire et énergétique de flux, selon la direction de propagation $\vec{\Omega}$ et l’énergie E (également fonction de la position \vec{r} et du temps t) [$cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.eV^{-1}$]
- v la vitesse des neutrons (d’énergie E , en \vec{r} et à l’instant t) [$cm.s^{-1}$]
- Σ_t la section efficace macroscopique totale (à l’énergie E , en \vec{r} et à l’instant t), somme des sections efficaces d’absorption Σ_a et de diffusion Σ_s [cm^{-1}]
- $\chi(E)$ le spectre de fission (dont l’intégrale sur E est normalisée à 1) [eV^{-1}]
- $\nu \Sigma_f$ la section efficace macroscopique de production de neutrons par fission [cm^{-1}]
- $\Sigma_s(\vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')$ la densité angulaire et énergétique de section efficace macroscopique de diffusion (selon la direction et l’énergie d’origine $\vec{\Omega}'$ et E') [$cm^{-1}.sr^{-1}.eV^{-1}$]
- $Q_{int}(\vec{\Omega}, E)$ la densité angulaire et énergétique de source volumique intrinsèque (par tous les processus autres que celui de fission induite) [$cm^{-3}.s^{-1}.sr^{-1}.eV^{-1}$]

L’équation du transport (mise ou non sous la forme compacte 2.1 ci-dessus) exprime la variation locale (en une position \vec{r} d’un système) et instantanée (à un instant t) du nombre de neutrons se propageant autour de la direction $\vec{\Omega}$ et de l’énergie E comme la somme algébrique de leurs différents taux volumiques de production (ou de disparition si le signe est négatif), donnés sous la forme de densités angulaires et énergétiques (i.e. par unité d’angle solide et par unité d’énergie).

L'inconnue $\phi(\vec{\Omega}, E)$ recherchée est elle-même une densité angulaire et énergétique (de flux), dont la dépendance en \vec{r} et t (commune à toutes les autres grandeurs) n'est pas mentionnée pour alléger l'écriture de cette forme complète de l'équation du transport. Le premier terme de droite " $-\left[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t\right] \phi(\vec{\Omega}, E)$ " donne ainsi la résultante des disparitions par fuite (transfert hors du cm^3 étudié) et par interaction (disparition physique pour une absorption, transfert hors du stéradian ou de l'eV étudié pour une diffusion). Les second et troisième termes donnent le taux de peuplement du "volume" d' $1 \text{ cm}^3 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}$ étudié, respectivement par les neutrons de fission (supposée isotrope et de spectre indépendant de l'énergie du neutron incident) et par les neutrons transférés après diffusion. Le dernier terme qui tient compte de toutes les autres sources - dites intrinsèques, comme la fission spontanée ou les réactions (α, n) - est négligeable après le démarrage et supprimé dans la suite. Cette suppression du terme de source intrinsèque n'est que le début d'une longue séquence de transformations destinées à produire une version numériquement soluble de l'équation initiale, selon la méthode des probabilités de première collision utilisée avec DRAGON. On distingue cinq étapes essentielles, dont les principes sont résumés ci-dessous le plus simplement possible.

1. **Mise à l'équilibre associé** (via le *Réacteur Critique Associé*). Il s'agit tout d'abord de supprimer la dépendance en temps (i.e. d'annuler le terme de gauche) de l'équation 2.1 en l'associant à l'équilibre neutronique proche (pour les cas où $k_{eff} \simeq 1$), qui est obtenu par une légère modification des caractéristiques de la fission (en pratique, on divise le rendement total de fission ν par k_{eff}). Rapporté à ce système fictif (appelé Réacteur Critique Associé), l'équation du transport d'inconnue $\phi(\vec{\Omega}, E)$ s'exprime désormais comme une équation aux valeurs propres caractérisée par k_{eff} (le facteur de multiplication du système réel).
2. **Intégration sur les angles** (après *correction de transport*). Pour intégrer la dépendance angulaire, il faut tenir compte de l'anisotropie de la diffusion (vers l'avant dans le repère lié au système et d'autant plus forte que le noyau cible est léger). Dans ce but, on approche la densité angulaire (selon le cosinus μ de l'angle de déviation) de probabilité de diffusion par une fonction linéaire de μ . Cela se traduit par la correction (dite "de transport") qui consiste à remplacer Σ_s par $\Sigma_{s,tr} \simeq \Sigma_s (1 - \bar{\mu})$ où $\bar{\mu}$ est le cosinus moyen de l'angle de déviation (égal à $\frac{2}{3A}$ dans le cas simple d'un seul noyau de nombre de masse A), et donc Σ_t par $\Sigma_{t,tr} = \Sigma_a + \Sigma_{s,tr}$ et $\Sigma_s(\vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E')$ par $\Sigma_{s,tr}(\vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}', E \leftarrow E') \simeq \frac{1-\bar{\mu}}{4\pi} \Sigma_s(E \leftarrow E')$ dans l'équation qui peut alors être intégrée sur Ω' pour ne plus garder que sa dépendance en énergie.
3. **Discrétisation en énergie** (*approximation multigroupe* et *autoprotection*). Pour intégrer la dépendance en énergie, on décompose l'équation du transport en plusieurs dizaines (ou centaines, voire milliers) de sous-équations dont chacune ne se rapporte qu'à un intervalle d'énergie (appelé groupe) et qui sont couplées entre elles (via le transfert des neutrons d'un groupe à un autre, le plus souvent par ralentissement). L'approximation multigroupe consiste à calculer les sections efficaces moyennes de chaque groupe par itérations successives à partir d'un flux typique (dit de pondération), jugé assez proche de la solution (encore inconnue). Après ce calcul itératif des sections efficaces moyennes (pondérées par un profil global du flux pour respecter la conservation des taux de réaction), il faut en outre tenir compte de l'effet d'autoprotection en énergie des résonances (effondrement à leur voisinage du facteur de structure fine du flux, issu de l'équation dite "du ralentissement" basée sur l'expression énergétique de l'équilibre neutronique) qui réduit notablement ces valeurs (cf. figure 2.1).

4. **Mise sous forme intégrale** (par *additivité* de toutes les contributions au flux). Le terme de fuite “ $-\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{\Omega})$ ” est remplacé par une dérivée directionnelle (via la nouvelle variable $\vec{r}' = \vec{r} - R\vec{\Omega}$). Après réécriture, l'équation exprime pour chaque groupe d'énergie le flux en \vec{r} par l'intégrale $\phi = \int_V Q \frac{e^{-\tau}}{4\pi R^2} d^3r'$ sur le volume total V du produit d'une densité d'émission Q en \vec{r}' (regroupant les sources de fission et de diffusion) et d'un terme de propagation en $e^{-\tau}$ (τ parcours optique, fonction du trajet R sur lequel il intègre la section efficace totale).
5. **Discretisation spatiale de la forme intégrale** (en *volumes* V_i et *probabilités* P_{ij}). Le volume total V est divisé en N sous-volumes V_i aux moyennes Σ_i , Q_i et ϕ_i (pour chaque groupe d'énergie). Le taux de réaction total (en s^{-1}) dans un sous-volume V_j quelconque vaut $V_j \Sigma_j \phi_j = \Sigma_j \int_{V_j} \phi d^3r$ (avec ϕ sous sa forme intégrale). Après réécriture, on obtient finalement $V_j \Sigma_j \phi_j = \sum_{i=1}^N V_i Q_i P_{ij}$ où P_{ij} est la probabilité de première “collision” dans V_j d'un neutron émis de V_i (calculée à partir d'une densité de lignes d'intégration fournie par l'utilisateur) : c'est la dernière expression (avant la résolution numérique à proprement parler qu'on ne détaillera pas ici) de l'additivité des contributions (propagées via P_{ij} jusqu'au flux ϕ_j recherché).

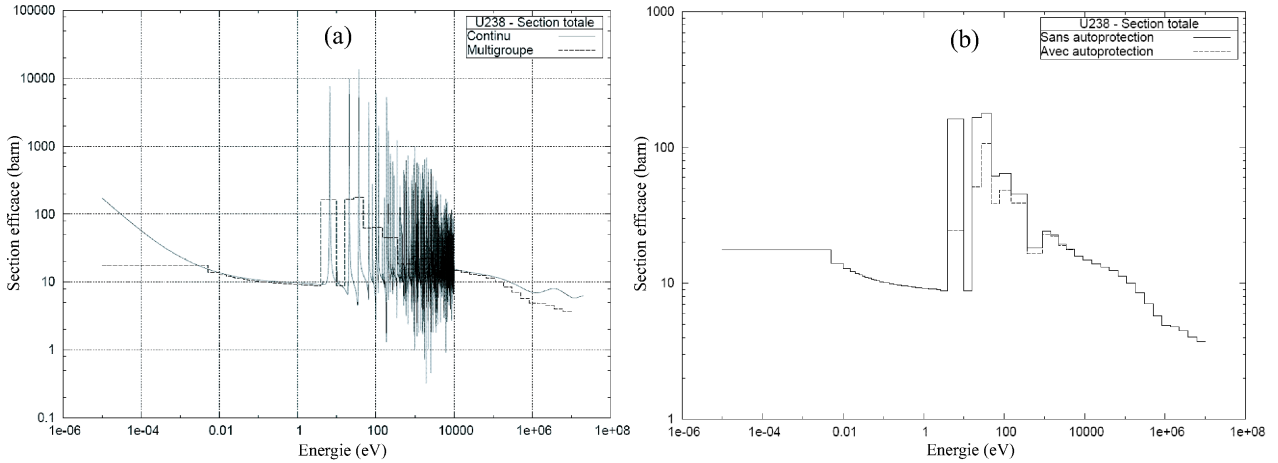


FIG. 2.1 – Effets cumulés sur la section efficace microscopique totale de l' ^{238}U (JEF-2.2) de la condensation à 69 groupes (a) puis de l'autoprotection (b) pour une cellule REP UOX, d'après [37].

Autres méthodes de résolution, approximation de la diffusion et schéma de calcul

La méthode P_{ij} décrit des géométries exactes en perdant le détail angulaire. Une autre méthode, dite “des ordonnées discrètes”, préserve la densité angulaire du flux en discrétisant $\vec{\Omega}$ (par exemple sur des maillages sphériques appelés “ S_n ”) mais doit se limiter à des géométries sommaires. Sauf exception (avec la méthode plus précise et rapide “des caractéristiques”), le calcul en transport même simplifié est trop lourd pour un cœur complet : on utilise le plus souvent l'équation de la diffusion obtenue après injection de la loi de Fick ($\vec{J} = -D \vec{\nabla} \phi$), approximation diffusive reliant le courant neutronique au gradient du flux (qu'on peut dès lors appeler le “potentiel neutronique”). Dans toute la suite (cf. 2.2), on utilise ainsi le schéma de calcul “transport-diffusion” traditionnel qui est basé sur la résolution en transport (par P_{ij}) d'un assemblage puis en diffusion du cœur complet.

2.1.2 Code Monte Carlo et outils associés (MCNP/MURE)

Comme pour les codes déterministes, on propose de se limiter ici à une présentation simplifiée des principes à la base de la méthode de transport Monte Carlo des neutrons via l'exemple du code MCNP ("Monte Carlo N Particles") développé sous cette appellation au Los Alamos National Laboratory depuis 1977. Le manuel très complet de la version utilisée dans toutes nos études (4C, antérieure au 11 septembre 2001 et plus facilement distribuée que l'actuelle version 5) est le reflet de l'énorme R&D (plus de 600 hommes.ans cumulés) dont a bénéficié ce code et qui en fait une référence internationale [40]. Pour d'éventuelles comparaisons ultérieures, il n'est ainsi pas prévu d'utiliser d'autre code Monte Carlo de niveau équivalent (comme TRIPOLI développé par le CEA sur la même période). Le recours à un code Monte Carlo simplifié est par contre envisageable et potentiellement intéressant s'il s'avère effectivement beaucoup plus rapide, à l'instar du récent code finlandais Serpent. Ce dernier utilise la méthode de "delta-tracking" dont le principe est, pour éviter comme MCNP de déterminer une nouvelle trajectoire à chaque traversée d'interface entre deux matériaux, d'homogénéiser sur l'ensemble du système les sections efficaces totales qui servent à déterminer les longueurs parcourues. Cela assure une réduction importante du temps de calcul, mais pose logiquement des problèmes lorsque l'absorption est trop hétérogène [41]. Les autres atouts de Serpent sont un accès direct à des grandeurs pratiques de physique des réacteurs et un co-développement ouvert (contrairement à MCNP, généraliste et contrôlé par Los Alamos).

C'est d'ailleurs dans ce même cadre confidentiel de Los Alamos que s'est effectuée la mise en œuvre informatique de la méthode Monte Carlo, sous l'impulsion d'E. Teller (promoteur acharné de la bombe H et de la dissuasion nucléaire) qui parvient à réunir N. Metropolis, J. von Neumann et S. Ulam en 1945. Ces mathématiciens atypiques et inspirés (par la physique et le poker) vont alors profiter du démarrage de l'ENIAC (Electronic Numerical Integrator And Computer) pour mettre en pratique la méthode Monte Carlo dont ils ont posé au préalable les bases théoriques [42]. Sa toute première utilisation est en fait antérieure et attribuée à E. Fermi qui s'en servait "à la main" dès le début des années 30 pour ses études sur la modération des neutrons, et plus tard mécaniquement à l'aide d'une machine (appelée FERMIAC et construite pour remplacer temporairement l'ENIAC en dérangement). Si des modes d'utilisation aussi simples de cette méthode étaient possibles, c'est parce que ses principes mathématiques (exploités de façon intensive pour le calcul de moyennes représentatives) s'expriment d'une façon élémentaire que nous allons décrire à présent.

Monte Carlo = Random Sampling + Central Limit Theorem

Décrivons ces deux principales bases mathématiques de la méthode Monte Carlo. La première permet de simuler une succession d'histoires précises et indépendantes à partir des lois physiques de probabilité (liées aux sections efficaces notamment) et de nombres générés aléatoirement. Pour illustrer cette technique du Random Sampling, prenons l'exemple de l'histoire particulière (parmi tant d'autres) d'un neutron de fission émis à 1 MeV du centre d'une boule d'oxyde d'uranium naturel et se faisant capturer après un parcours de 2 cm environ par un noyau d' ^{238}U . Cette histoire très simple se fait en 4 étapes successives (indiquées de 1 à 4 par i) et pour chacune d'entre elles, le tirage d'un nombre aléatoire ε_i entre 0 et 1 impose au paramètre physique simple x concerné une valeur précise x_i . Ainsi ε_1 fixe l'énergie E du neutron de fission à $E_1 = 1$ MeV, ε_2 la distance ℓ parcourue

avant interaction à $\ell_2 = 2$ cm, ε_3 le noyau n rencontré à n_3 l' ^{238}U et finalement ε_4 la réaction r induite à r_4 la capture radiative. Pour que chaque ε_i tienne compte implicitement des probabilités relatives des différentes issues accessibles à l'événement qu'il détermine, on se base sur la densité de probabilité (Probability Density Function) $f_i(x)$ concernée.

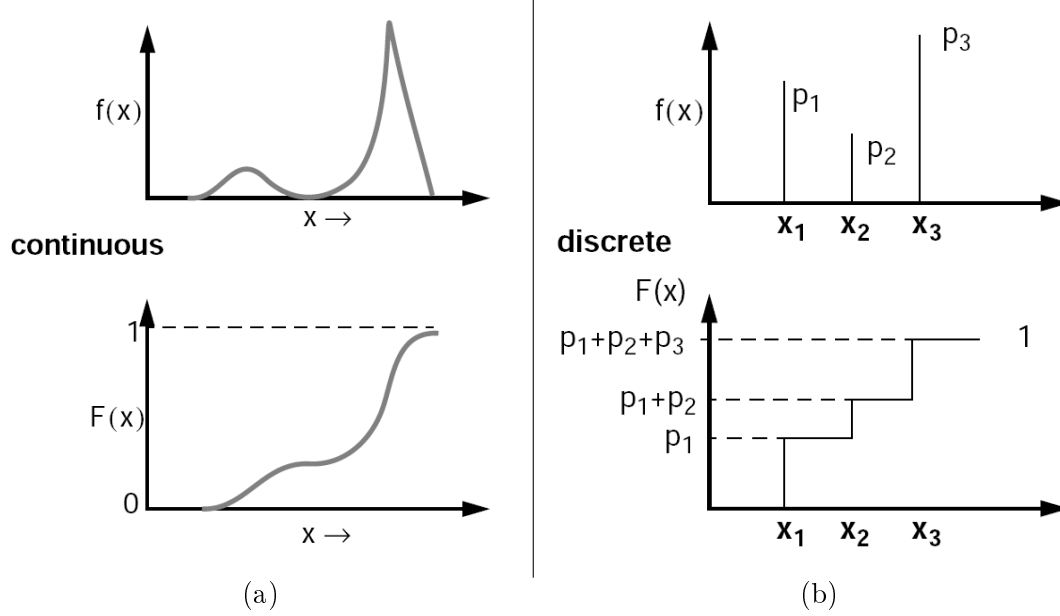


FIG. 2.2 – Principe d'utilisation d'après [43] de la Probability Density Function (PDF) $f(x)$ et de sa Cumulative Distribution Function (CDF) associée $F(x)$, suivant que le paramètre physique x caractérisant l'étape à déterminer est continu (a) ou discret (b).

Comme le montre la figure 2.2, la PDF $f_i(x)$ peut être continue (c'est le cas du spectre de fission $f_1(E)$ et de la loi de longueur $f_2(\ell)$) ou discrète (c'est le cas des probabilités relatives $f_3(n)$ et $f_4(r)$ respectivement obtenues à partir des sections efficaces macroscopiques totales des noyaux présents et des sections efficaces microscopiques du noyau retenu, dont les sommes sont renormalisées à 1). Chaque valeur précise x_i retenue est celle qui permet en intégrant $f_i(x)$ de l'origine jusqu'à elle de retrouver ε_i : on utilise en pratique l'intégrale de probabilité (Cumulative Distribution Function) $F_i(x)$ associée (égale à $\int_0^x f_i(x') dx'$ dans le cas continu et $\sum_{x_j < x} p_j$ dans le cas discret, où les x_j sont les valeurs discrètes accessibles de probabilités p_j) qui détermine la valeur x_i telle que $F_i(x_i) = \varepsilon_i$ (assurant le respect global des lois de probabilité à la seule condition d'une distribution uniforme des nombres aléatoires). Avec une section efficace macroscopique totale $\Sigma_t = 1 \text{ cm}^{-1}$ (à 1 MeV) dans notre exemple, le tirage de $\varepsilon_2 = 0.8646647\dots$ fournit ainsi via la CDF $F_2(\ell) = 1 - e^{-\Sigma_t \ell}$ (obtenue à partir de $f_2(\ell) d\ell = e^{-\Sigma_t \ell} \times \Sigma_t d\ell$) la valeur $\ell_2 = 2$ cm (supérieure à la moyenne $\lambda_t = 1$ cm).

Au fil de telles histoires individuelles “fabriquées” par Random Sampling, MCNP exploite les différentes valeurs retenues qui lui permettront finalement de fournir une estimation pour chaque observable commandée en début de calcul par l'utilisateur (appelée “tally” par MCNP et “score” par TRIPOLI), comme par exemple le flux neutronique moyen dans une cellule. Contrairement à un

code déterministe qui fournit une solution complète à partir de laquelle un peu de post-traitement permet d’obtenir l’information recherchée, un code Monte Carlo ne fournit donc que des résultats particuliers et demandés au préalable. En plus de ces “tallies”, MCNP offre la possibilité spéciale (indispensable à son application à la physique des réacteurs) d’évaluer le facteur de multiplication d’un système neutronique siège de fissions et proche de la criticité. Il devient en effet impossible dans ce cas d’estimer le facteur de multiplication k_{eff} (entre une génération de neutrons de fission et la suivante) par le simple suivi d’histoires complètes (jusqu’à disparition du neutron par fuite ou absorption) toutes séparées les unes des autres, dans la mesure où de plus en plus de ces histoires deviennent infiniment longues pour $k_{eff} \simeq 1$. L’instruction (ou “carte”) KCODE permet de procéder à l’estimation d’un tel k_{eff} en procédant par génération (ou “cycle”) : dès qu’un neutron du cycle en cours induit une fission, les informations de cette dernière sont stockées pour servir de source au cycle suivant puis un nouveau neutron de fission (ou “neutron source”) est émis pour le cycle en cours (et ainsi de suite jusqu’à la fin de ce cycle). Outre un nombre de cycles “actifs” (pendant lesquels se fait le calcul des tallies), la carte KCODE réclame un nombre de cycles “inactifs” dédiés à la stabilisation énergétique et spatiale de la source de fission avant le premier cycle actif.

Dans ce mode de calcul critique, les deux principaux tallies utilisés dans toutes nos études sont le “tally F de type 4” pour le flux moyen d’une cellule (intégré sur tout le spectre en énergie ou parfois détaillé à 2 groupes pour certaines analyses neutroniques) fourni en “neutrons par cm^2 et par neutron source” et le “tally multiplier FM de type 4” pour les taux de réaction (utilisés par les calculs d’évolution du combustible notamment) également normalisés par neutron source. Le niveau de flux d’après la simulation seule est en effet, à la criticité qui n’est autre que l’équilibre neutronique, indéterminé à une constante multiplicative près qui doit ensuite être fixée par rapport à un repère expérimental. Nous utilisons pour ce dernier la puissance thermique totale du cœur, en s’assurant que les températures attribuées aux matériaux et intervenant sur leurs sections efficaces (par effet Doppler notamment) sont bien cohérentes avec elle. Le nombre de “neutrons sources par seconde” est simplement donné par le produit du nombre de “neutrons sources par fission” (résultat global fourni par MCNP) et du nombre de “fissions par seconde” (c’est la puissance thermique totale divisée par le bilan moyen d’une fission, calculé précisément en cours d’évolution à partir des bilans et des taux de fission individuels) et permet ainsi de tout exprimer “par seconde”.

Le théorème de la limite centrale est la deuxième base mathématique fondamentale de la méthode Monte Carlo : il assure que chaque tally moyenné sur un grand nombre N d’histoires pour une grandeur physique complexe X (e.g. flux ou taux de réaction) converge vers un résultat \overline{X} toujours accompagné d’une erreur statistique parfaitement connue et qui en constitue le complément essentiel (fournie en relatif pour un tally par MCNP, i.e. sous la forme de son écart-type estimé σ_X divisé par sa valeur moyenne \overline{X}). Ce théorème s’emploie habituellement pour la détermination d’une grandeur physique X dont la k^e mesure fournit la valeur X_k : cette dernière est analogue à la “réalisation” X_k obtenue à l’issue de la k^e histoire particulière déterminée par Random Sampling à partir d’un neutron source, dans un calcul Monte Carlo qui en compte N autres. D’après [44] et en reprenant les notations définies ci-dessus dans l’optique de l’appliquer à MCNP, le théorème de la limite centrale s’énonce ainsi : “Soit X une grandeur physique aléatoire de moyenne μ et de variance σ^2 . Si σ^2 est finie, alors la distribution des valeurs X_k mesurées (ou “réalisées” à l’issue d’histoires dans notre cas

d'un calcul Monte Carlo) autour de la valeur moyenne $\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k$ tend sur un grand nombre N de mesures (ou "un grand nombre N d'histoires") vers une distribution de Gauss avec une moyenne μ et une variance $\frac{\sigma^2}{N}$.¹ Voici, plus simplement exprimée, l'interprétation pratique de ce théorème par l'équipe MCNP de Los Alamos [45] : "Central Limit Theorem states that for a large number N of stories, the PDF of the result approaches a Gaussian distribution." Tout résultat produit par MCNP se voit ainsi attribuer une erreur statistique qui est l'écart-type ou "standard deviation" (toujours fourni en relatif i.e. divisé par la valeur moyenne, à l'exception du k_{eff}) de sa distribution, inversement proportionnel à \sqrt{N} (à la seconde condition sur le générateur de nombres aléatoires que les tirages soient aussi indépendants les uns des autres que possible). Mais réduire fortement cet écart-type par une statistique énorme ne protège en rien les résultats d'un autre type d'erreur dite systématique et liée aux défauts de modélisation du problème (description erronée du système, données nucléaires périmées, options MCNP inadaptées, ...) : l'erreur statistique (ou "precision") ne doit être ajustée via N qu'une fois l'erreur systématique (ou "accuracy") maîtrisée au mieux, ce qui requiert patience et prudence car les défauts ont la fâcheuse tendance de se compenser. Pour repérer les plus discrets (passant au travers de la simple vérification du fichier d'entrée), il est parfois nécessaire de recourir à des comparaisons avec d'autres codes ou à des études de sensibilité.

Atouts de l'outil MURE (MCNP Utility for Reactor Evolution)

Dans toutes nos études, MCNP est utilisé via le logiciel C++ MURE (MCNP Utility for Reactor Evolution), dont le développement est dirigé par O. Méplan [46]. La fonction première de MURE est de générer facilement et de façon reproductible des fichiers d'entrée MCNP. Il peut également servir à gérer un calcul d'évolution du combustible qui consiste en un enchaînement de calculs MCNP (pour la remise à jour des sections efficaces moyennes utilisées par les équations d'évolution), tout en respectant des contraintes diverses pouvant être définies très librement par l'utilisateur. Depuis peu, il est possible d'utiliser un tally unique de flux très détaillé en énergie (découpage optimisé à 17900 groupes d'énergie) qui, en remplaçant le nombre important de tallies autrement nécessaires pour les taux de réaction, permet de réduire le temps de calcul d'au moins un ordre de grandeur sans modification significative des résultats [47, 48]. En outre, MURE permet l'analyse de la propagation d'erreurs, dispose d'une interface graphique (basée sur l'outil C++ ROOT du CERN) pour l'exploitation des résultats et propose plusieurs fonctionnalités pour le couplage (analytique simplifié ou avec un code sous-canal) entre neutronique et thermohydraulique [49, 50]. Nos calculs MCNP utilisent les mêmes données brutes de la base ENDF/B-VI.8 que nos calculs DRAGON, après leur traitement (génération des sections efficaces ponctuelles avec prise en compte de l'effet Doppler notamment) et leur mise au format ACE (A Compact ENDF, pour MCNP) par le code NJOY¹ (version 99 [51]) interfacé par MURE. Dans la suite, nous serons également amenés à utiliser la base plus récente ENDF/B-VII.0 avec MCNP pour évaluer grossièrement la sensibilité de nos résultats aux données nucléaires. Un avantage important offert par MCNP/MURE est l'accès très flexible aux données nucléaires, possible noyau par noyau, ce que ne permettent pas les codes déterministes en général (du fait de la nécessaire validation globale de leurs bibliothèques de données).

¹Ce code d'interprétation des données évaluées brutes au format ENDF est la version constamment améliorée depuis 1991 de son précurseur MINX (Multigroup Interpretation of Nuclear X-sections) conçu en 1976.

La figure 2.3 donne un aperçu des options offertes par MURE et son interface graphique, illustré par le calcul évoluant d'un assemblage (en fait un morceau cubique réfléchi d'environ 20 cm de côté, cf. justification et dimensions précises en 2.2.2) de REP Th/ ^{233}U dont on peut ainsi obtenir par exemple les indicateurs BR et FIR déjà définis au chapitre précédent. Rappelons que le ^{233}Pa est compté comme "fissile" pour le calcul du FIR, dans la mesure où il constitue de l' ^{233}U potentiel une fois hors flux. Remarquons aussi que les résultats sont affichés en fonction du temps en jours (jusqu'à environ 3 ans correspondant au burnup type de 50 GWj/t au bout duquel le FIR est légèrement supérieur à 50 %), alors qu'on préférera les exprimer en fonction du burnup dans la suite.

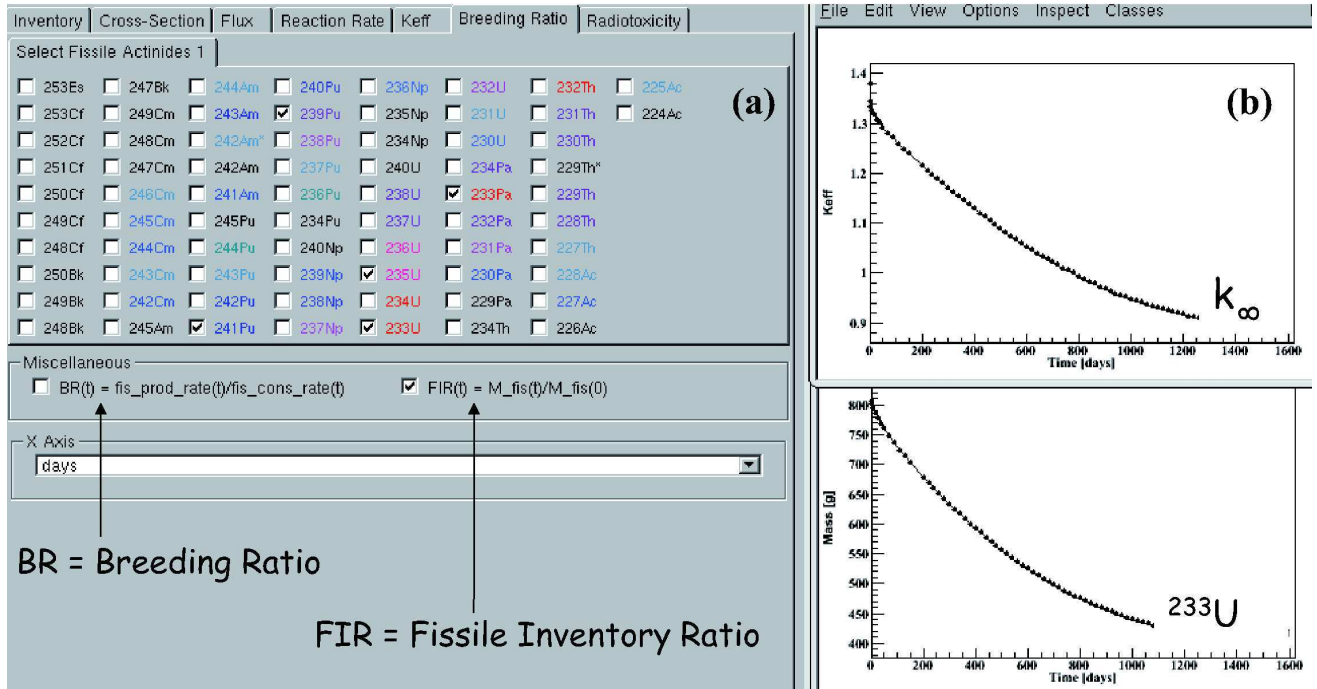


FIG. 2.3 – Contenu (a) de l'onglet "Breeding Ratio" (ajouté spécialement pour les études HCWR et utilisé sur cet exemple pour le calcul du FIR incluant le ^{233}Pa) de l'interface graphique de MURE. Sont représentées à droite (b) les évolutions du facteur de multiplication et de l'inventaire d' ^{233}U obtenues pour un morceau cubique réfléchi d'assemblage de REP Th/ ^{233}U .

Comparaison des deux méthodes et démarche globale de simulation

Le premier point de comparaison (largement abordé dans ce début de chapitre) concerne la façon dont sont obtenus les résultats, avec un degré de généralisation moindre dans la méthode de calcul Monte Carlo. Les deux méthodes partent en effet des mêmes données de base (nucléaires pour l'essentiel) mais ne les exploitent pas de la même façon : la méthode Monte Carlo reste au niveau de ces lois physiques de probabilité (constantes de désintégration, sections efficaces, ...) et cumule ses résultats au fil d'histoires particulières, tandis que dans la méthode déterministe le comportement moyen est mis en équation. Le traitement numérique de cette équation riche de nombreuses variables se fait par discrétisation progressive, imposant par exemple du point de vue de l'énergie le calcul complexe de l'autoprotection des résonances pour les sections efficaces multigroupes.

Aux difficultés liées à la discrétisation générale du problème s’ajoutent d’autres inconvénients de la voie déterministe, comme le recours nécessaire à des processus itératifs de résolution (dont la convergence est délicate) ainsi qu’à des ajustements dits “d’équivalence” (dont le rôle est d’imposer la conservation étape par étape des taux de réaction notamment). La contre-partie positive est que le niveau d’approximation peut être ajusté en fonction de l’exactitude recherchée pour le résultat d’une part et du temps de calcul qu’on peut lui consacrer d’autre part. Un usage dit “industriel” peut ainsi conduire à des résultats approchés fournis très rapidement, tandis qu’un usage (qui se développe actuellement) en “référence” réclame des temps de calcul bien plus longs. L’avantage de la méthode Monte Carlo est à l’inverse de minimiser les approximations : l’autoprotection des résonances déjà évoquée est ainsi prise en compte de fait, grâce au traitement continu de l’énergie. La conséquence inévitable est un temps de calcul typique relativement long, mais de plus en plus acceptable. Un autre problème devient alors plus gênant depuis peu : celui de la mauvaise convergence de la source de fission dans les systèmes très allongés, dont l’étude et la résolution sont en cours [52].

	méthode déterministe	méthode Monte Carlo
origine des résultats	calculés à partir de la <i>solution complète</i> de l’équation du transport qui régit le comportement moyen des neutrons	issus d’estimateurs <i>moyennés</i> sur un très grand nombre N d’histoires indépendantes de neutrons
première contrainte	liée aux <i>approximations</i> inhérentes à la résolution numérique de l’équation du transport (discrétisations, ajustements)	imposée par le <i>grand temps de calcul</i> nécessaire pour converger (Central Limit) et limiter l’erreur statistique
principal intérêt	venant de l’ <i>usage industriel</i> pratique rendu possible par le compromis offert entre exactitude et temps de calcul	du niveau de <i>simplification minimale</i> autorisé par le traitement continu de l’espace et de l’énergie

TAB. 2.1 – Comparaison simplifiée des méthodes de transport déterministe et Monte Carlo.

Le tableau 2.1 incite clairement à jouer la carte de la complémentarité entre DRAGON/DONJON (à utiliser pour leurs fonctionnalités de type industriel, comme la gestion du rechargement en ligne du cœur par exemple) et MCNP/MURE (à privilégier pour des calculs de référence parfaitement contrôlés). Mais au-delà de cette simple répartition des rôles (plus amplement détaillée dans la suite) se pose la question du choix d’un modèle pour chaque simulation, quel que soit le type de code employé : à partir de quel niveau de raffinement un tel modèle peut-il être considéré comme satisfaisant ? Dans toutes nos études, le niveau retenu est ainsi le premier (le plus simple possible) à partir duquel la convergence (par rapport à un écart maximal cohérent avec l’incertitude globale, de l’ordre du %) entre résultats de simulation et valeurs expérimentales correspondantes disponibles est atteinte. Les liens avec la description des systèmes simulés d’une part et leurs caractéristiques expérimentales d’autre part sont donc très importants, et font l’objet de toute la partie suivante.

2.2 Description et modélisation des réacteurs étudiés

L'évaluation par simulation des propriétés globales d'un réacteur (comme le burnup par exemple) suppose ainsi d'élaborer non seulement un modèle complet pour chaque code (de transport ou de diffusion) utilisé, mais également un modèle plus large (généralement appelé *schéma de calcul*) qui gère l'enchaînement des différents calculs réalisés pour tenir de compte de l'évolution du combustible (enchaînement de calculs statiques en transport) ou encore des fuites neutroniques à l'échelle du cœur (calculs des sections efficaces macroscopiques en transport sur un assemblage, condensées puis utilisées en diffusion sur le cœur complet). Un tel schéma de calcul est donc inévitablement à la fois multi-physique et multi-échelle, intégrant plusieurs disciplines depuis la physique nucléaire à l'échelle du fermi jusqu'à l'opération du réacteur (via par exemple son mode de rechargement) en passant par l'échelle intermédiaire (centimétrique) du transport des neutrons. La contribution principale au niveau de précision obtenu est celle des données nucléaires, avec une incertitude sur la réactivité de l'ordre de 500 pcm pour un combustible uranium et de plus du double (malgré des ré-évaluations récentes) pour un combustible thorium [53]. Pour chacun des deux réacteurs étudiés, la méthodologie employée (qualifiée dorénavant de "duale" car basée sur les codes DRAGON/DONJON d'une part et MCNP/MURE d'autre part) est d'abord validée sur le cas classique bien connu correspondant (CANDU ^{nat}U ou REP UOX) avant d'être appliquée avec une confiance accrue au cas plus exotique et moins documenté du combustible thorium dans les chapitres suivants.

2.2.1 Le CANDU-6 (^{nat}U) et son rechargement en ligne

Le système CANDU (CANada Deuterium Uranium) a été conçu au début des années 50 à partir d'une contrainte forte sur le combustible qui ne pouvait être que de l'uranium naturel (la technologie d'enrichissement étant alors sous le contrôle sévère des Américains). Cela imposait le recours à un spectre thermique de neutrons qui soit en outre garanti par un modérateur le moins absorbant possible : soit du graphite (présentant un risque d'incendie, confirmé dès 1957 par l'accident de Windscale en Angleterre), soit de l'eau lourde (dont le Canada était producteur depuis le projet Manhattan). Mais l'eau lourde (logiquement retenue) n'est que moyennement efficace pour ralentir les neutrons, du fait d'une section efficace microscopique de diffusion du deutérium environ 6 fois plus faible que celle de l'hydrogène. Un volume très important d'eau lourde est donc nécessaire pour obtenir un vrai spectre thermique, ce qui rend l'option d'une cuve de cette taille sous pression difficilement réalisable. Pour cette raison, le CANDU est constitué par un gros réservoir d'eau lourde modératrice stagnante (pression atmosphérique, maintenue à 80 °C malgré son chauffage par les gammas de fission par un système de refroidissement annexe) traversé de nombreux tubes de pression contenant chacun un faisceau de crayons de combustible refroidis par une circulation d'eau lourde caloporteuse (en moyenne sous 105 bar et à 290 °C). Cette architecture en tubes de pression individuels permet en outre de recharger en ligne le combustible dont la réactivité s'épuise rapidement du fait de la faible teneur fissile de l' ^{nat}U . C'est donc, dans le contexte technologique de cette époque, à partir d'un processus de conception remarquablement linéaire qu'a été mis au point le CANDU. Le premier réacteur électrogène de ce type, ancêtre du CANDU-6 actuel, est le réacteur NPD (Nuclear Power Demonstration) de 22 MW_e démarré dans l'Ontario en 1962.

Description du cœur de CANDU-6 simulé

Le type CANDU-6 est le modèle actuel le plus répandu (celui par exemple du réacteur canadien Gentilly-2 opéré par Hydro-Québec depuis 1983). Son fabricant (AECL, Atomic Energy of Canada Ltd) a récemment décidé de commercialiser sa version améliorée (l'EC6, pour Enhanced CANDU-6) plutôt que le concept fortement modifié (l'ACR, pour Advanced CANDU Reactor) mis en avant il y a quelques années, ce qui montre la robustesse et l'attrait de ce modèle original [54]. Le cœur contient 380 assemblages, pour une puissance totale de 2050 MW_{th} (650 MW_e). Comme décrit par la figure 2.4, chaque assemblage consiste en une cellule horizontale longue de 6 m et de section carrée dont le côté (28.575 cm) est le pas du réseau pavant le cœur. Cette cellule est remplie par l'eau lourde modératrice "froide" et traversée en son centre par le tube de pression contenant une grappe (décomposée en 12 tronçons indépendants de 50 cm de long et appelés "bundles") de 37 crayons de combustible refroidis par la circulation forcée du caloporteur (eau lourde "chaude").

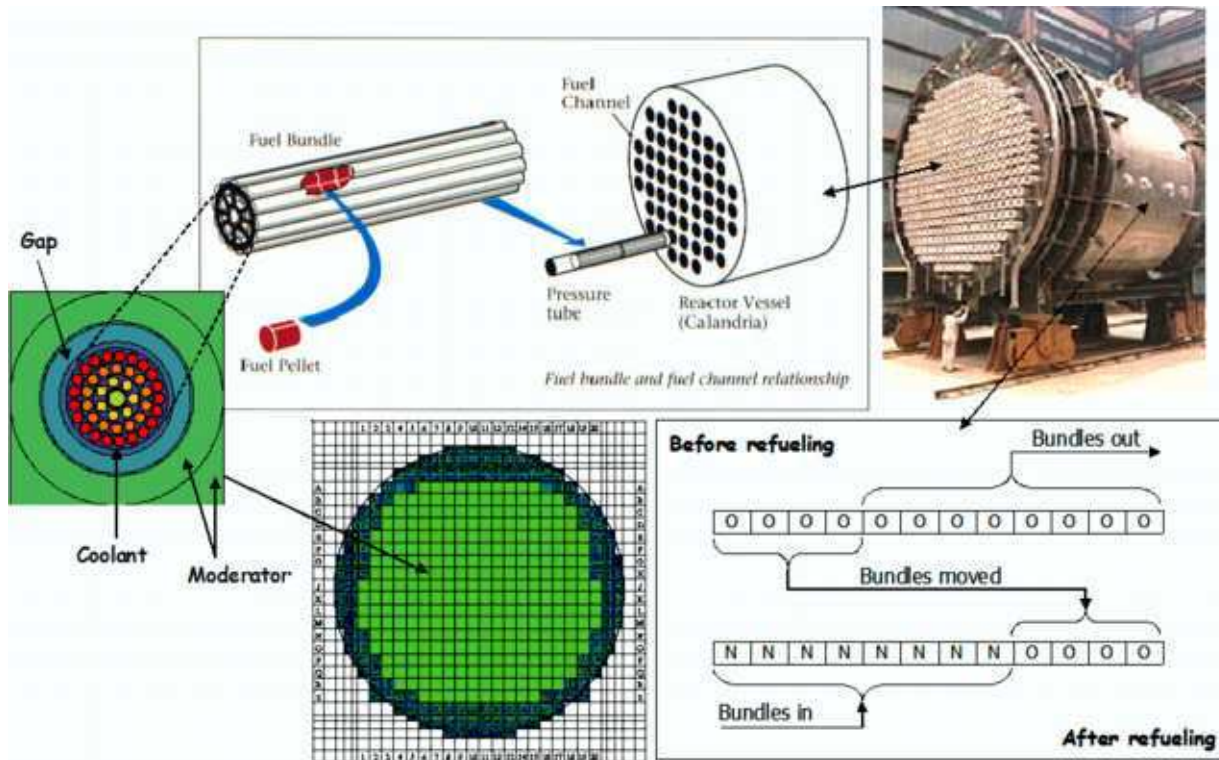


FIG. 2.4 – Structure et procédure de rechargement classique (basée sur un “8-bundle shift”) du cœur d’un CANDU-6.

Le tableau 2.2 rassemble les données caractérisant tous les matériaux du cœur de CANDU-6 autres que l’eau, à savoir les structures en zircaloy (alliage à base de zirconium, retenu notamment pour sa grande transparence aux neutrons) et le combustible oxyde [14, 55]. Une température moyenne du combustible d’environ 1000 K est fournie par un calcul thermique simplifié réalisé à l’aide de MURE [49] et dont le principe sera détaillé dans le chapitre 5. La densité du combustible est choisie maximale (sans porosité), d’après [56]. Le Rapport de Modération (RM) est défini dans

toute la suite comme le rapport du volume de modérateur sur le volume de combustible dans le cœur (ou un assemblage), et vaut environ 15.6 d’après ces données. Les températures moyennes utilisées dans nos calculs sont 350 K pour le modérateur et 560 K pour le caloporteur (soumis à une pression moyenne de 105 bar, entrant dans le cœur à 540 K et en ressortant à 580 K), avec des densités de 1.08 et 0.82 g.cm⁻³ respectivement. L’isolation thermique entre les tubes de pression et de calandre est assurée par un “gap” de CO₂ sec et à pression atmosphérique (cf. figure 2.5).

	Calandria tube	Pressure tube	Fuel cladding	Fuel pin
Material	Zircaloy-2	Zr-Nb	Zircaloy-4	natural UOX
Temperature (K)	350	560	560	1000
Density (g.cm ⁻³)	6.5	6.5	6.5	10.73
External radius (mm)	65.90	56.00	6.54	6.12
Internal radius (mm)	64.50	51.70	6.12	-

TAB. 2.2 – Caractéristiques géométriques et physiques des divers matériaux solides constituant l’assemblage de CANDU-6 et utilisées dans nos modèles pour DRAGON et MCNP.

Calculs d’assemblage et modèle “k-average”

En plus d’une description géométrique complète et précise de l’assemblage, DRAGON a besoin (contrairement à MCNP) de tout un jeu de paramètres numériques divers (utilisés par les différentes étapes du calcul déterministe de transport). Ce jeu est optimisé progressivement, par comparaison des résultats avec ceux d’un calcul MCNP de référence dont la précision statistique (écart-type de 60 pcm sur le facteur de multiplication, résultant de 100 cycles actifs et 4000 neutrons par cycle) est imposée une fois pour toutes d’après les recommandations de Los Alamos [52]. Ce processus progressif, détaillé dans [9], permet d’éviter des erreurs de compensation qui feraient croire à un accord artificiel entre les deux codes. Le jeu de paramètres de transport est jugé optimal quand plus aucune amélioration ne réduit significativement l’écart entre le résultat DRAGON et la référence MCNP. La discrétisation spatiale optimale ainsi retenue pour le CANDU est décrite par la figure 2.5 (2 régions pour le combustible, 7 pour le caloporteur et 11 pour le modérateur). Les principaux autres réglages optimaux sont des conditions de réflexion isotropiques, une densité de lignes d’intégration de 50 par cm et la procédure d’autoprotection par défaut (i.e. sans aucune option spéciale déclarée dans le module SHI de DRAGON).

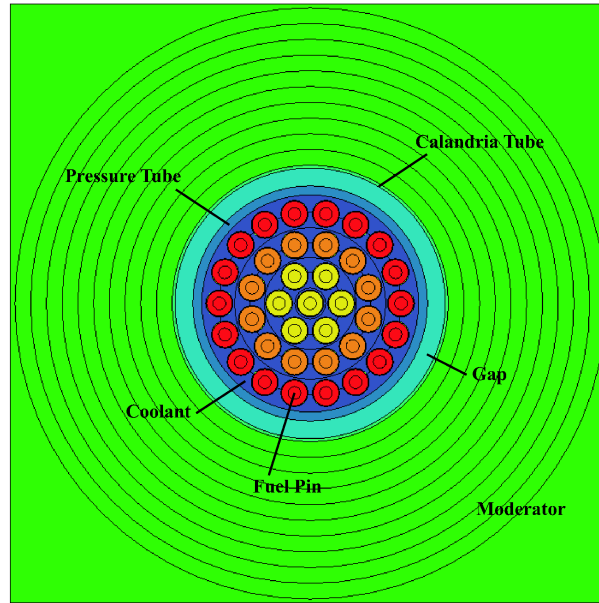


FIG. 2.5 – Structure d’un assemblage de CANDU-6 (coupe radiale), avec la discrétisation spatiale optimisée pour DRAGON.

Pour éviter les problèmes de non-convergence de la source de fission avec MCNP, seul un tronçon d’assemblage CANDU (un douzième, correspondant à un “bundle” de combustible de 50 cm de long) est simulé (aussi bien par MCNP que par DRAGON). Ce tronçon est en outre entièrement réfléchi (sur ses 6 faces) : le facteur de multiplication calculé est infini. La puissance constante associée de 0.45 MW_{th} (valeur utilisée pour la normalisation du flux dans le calcul d’évolution par DRAGON et MURE) correspond à la puissance moyenne d’un bundle et est obtenue en divisant la puissance du cœur (2050 MW_{th}) par son nombre de bundles ($380 \text{ assemblages} \times 12 \text{ bundles}$). Les 37 crayons de combustible sont groupés en 3 couronnes “évoluant” (3 jeux indépendants de taux de réaction tenant compte de l’intensité du flux et de la dureté du spectre à cet endroit) numérotées 1, 2 et 3 en partant du centre et contenant respectivement 7, 12 et 18 crayons (cf. figure 2.5), comme recommandé à l’issue d’études préliminaires [57]. De ces mêmes études sont tirés les pas de temps optimisés entre deux calculs de transport (par DRAGON ou MCNP) dans le calcul d’évolution du combustible : d’abord des pas de temps de 10 jours jusqu’à 50 jours (les tout premiers pas sont 1, 4 puis 5 jours pour un calcul correct de la saturation des produits de fission les plus neutrophages), puis de 20 jours jusqu’à 150 jours et enfin de 50 jours au-delà. Compte tenu du niveau de puissance fixé, on calcule qu’un JEPP (Jour Equivalent Pleine Puissance) correspond à un burnup d’environ 20 MWj/t (21.86 MWj/t). La variable “burnup” est préférée et conservée dans toute la suite, car plus complète et pertinente pour nos études de conversion.

La figure 2.6 montre un accord satisfaisant (compte tenu des incertitudes globales déjà évoquées sur les données nucléaires) entre DRAGON et MCNP/MURE. En début de cycle, MCNP calcule ainsi une réactivité plus élevée de 360 pcm que celle trouvée par DRAGON (avec des valeurs respectives pour le k_{∞} de 1.11640 et 1.11190). Cet écart reste sensiblement constant (malgré une

légère augmentation due aux pseudo-produits de fission en nombre limité et aux chaînes de filiation simplifiées de DRAGON) et toujours inférieur à 500 pcm, ce qui confirme de fait cette dernière valeur comme incertitude globale acceptable sur la réactivité. Les causes possibles de l'écart sont à rechercher parmi les approximations numériques réalisées lors des différentes étapes du calcul de transport déterministe (en particulier le découpage énergétique à 172 groupes et le traitement associé de l'autoprotection des résonances d'absorption). Les deux codes trouvent la même chute de réactivité initiale typique d'environ 2500 pcm sur le premier jour [21], principalement due au ^{135}Xe (et à d'autres produits de fission comme le ^{149}Sm). Le maximum local du k_∞ est une autre caractéristique du CANDU ^{nat}U correctement retrouvée après un burnup d'environ 1000 MWj/t. Ce "pic du plutonium" est dû à la section efficace de fission du ^{239}Pu plus élevée que celle de l' ^{235}U , qui fait croître la contribution du ^{239}Pu au k_∞ temporairement plus vite que ne décroît celle de l' ^{235}U . Le k_∞ finit par diminuer à un rythme imposé par l'empoisonnement des produits de fission, la disparition de l' ^{235}U et la sous-génération insuffisante du ^{239}Pu , avec une perte de réactivité typique d'environ 40 pcm/jour [14].

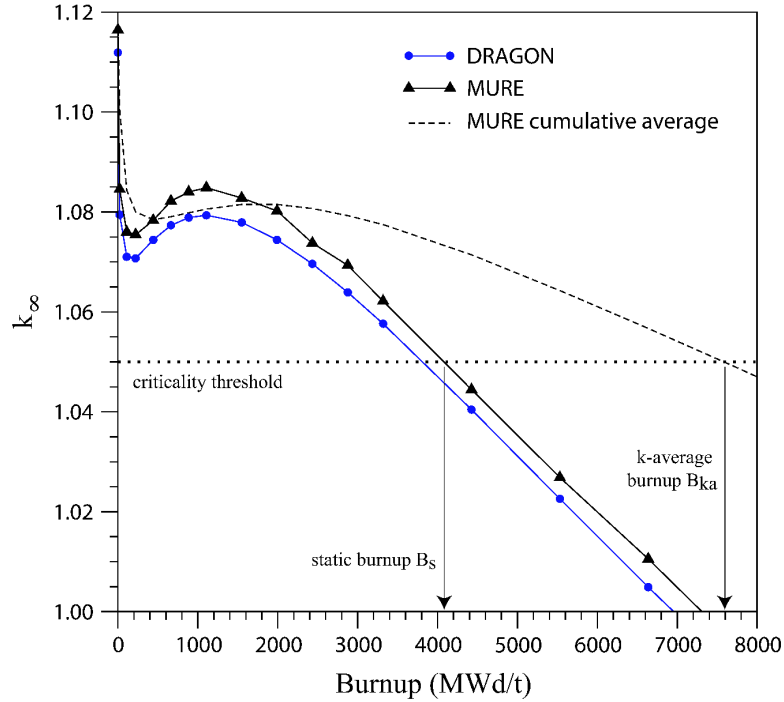


FIG. 2.6 – Evolutions du k_∞ d'un bundle réfléchi de CANDU ^{nat}U calculées par DRAGON et MCNP/MURE, et évaluation "k-average" du burnup final B_{ka} d'après le calcul MCNP/MURE.

Une première méthode (dite "k-average") permet, à partir de la seule évolution $k_\infty(B)$ du k_∞ avec le burnup B , d'évaluer le burnup final du cœur en tenant compte de son rechargement mais sans nécessiter son calcul détaillé complet. Le calcul MCNP simplifié d'un cœur initial (entièrement chargé en ^{nat}U frais) suffit, via le rapport entre le k_{eff} ainsi obtenu et le k_∞ du calcul assemblage correspondant, à estimer à 2800 pcm l'anti-réactivité des fuites (absorptions dans la cuve incluses).

On vérifie que sur toute l'évolution cette valeur varie autour de 3000 pcm (± 500 pcm), valeur conservée comme constante en première approximation. En ajoutant 2000 pcm pour tenir compte des absorptions dans les dispositifs de contrôle et les éléments de structure non simulés (une valeur typique de 1700 pcm est détaillée dans [21]), on retrouve le seuil $k_{\infty}^{threshold}$ correspondant à la criticité ("criticality threshold" indiqué sur la figure 2.6) de 1.05 habituellement utilisé [14]. Sans aucun déplacement de combustible (déchargement du combustible usé en sortie d'assemblage, remplacé par du combustible neuf à l'entrée), le burnup final atteint après épuisement de la réserve de réactivité serait limité à environ 4000 MWj/t ("static burnup" B_s indiqué sur la figure 2.6). Mais en pratique, le rechargement en ligne du CANDU permet de garder le combustible usé plus longtemps en cœur avant sa sortie (et donc d'augmenter le burnup final) en compensant l'anti-réactivité de ce dernier par la réactivité excédentaire du combustible neuf introduit entretemps. La formule suivante exprime cette compensation et définit l'estimateur "k-average" B_{ka} du burnup final :

$$\frac{1}{B_{ka}} \int_0^{B_{ka}} k_{\infty}(B) dB = k_{\infty}^{threshold} \quad (2.2)$$

qui s'obtient graphiquement (cf. figure 2.6) et vaut 7600 (6900) MWj/t d'après MCNP/MURE (DRAGON). Du fait de sa sous-estimation de la réactivité, DRAGON fournit logiquement une valeur B_{ka} inférieure à la valeur expérimentale typique de 7500 MWj/t [55]. En fin de cycle, lorsque le burnup atteint vaut B_{ka} , les deux codes trouvent des inventaires d'uranium et de plutonium très proches avec des écarts inférieurs à 3 % pour tous leurs isotopes. Le même calcul d'évolution effectué avec MCNP/MURE mais utilisant les données nucléaires de ENDF/B-VII.0 (au lieu de ENDF/B-VI.8) fournit un burnup final de 7800 MWj/t (au lieu de 7600), ce qui confirme sur cet exemple que les petites modifications apportées aux données de l' ^{238}U entre les versions VI.8 et VII.0 d'ENDF/B n'ont que peu d'impact [58]. Ce n'est cependant pas forcément le cas du ^{232}Th , et le même genre de comparaison intégrale sera effectuée dans le chapitre suivant à titre d'étude sommaire de la sensibilité aux données nucléaires pour le cycle thorium en CANDU.

"Cœur-équivalence" et modèle "time-average"

Dans la méthode précédente, le burnup final obtenu est très dépendant de $k_{\infty}^{threshold}$ (déterminé par les fuites) ainsi que de l'évolution $k_{\infty}(B)$ (déterminée en partie par le mode de rechargement). Pour s'assurer que la méthode "k-average" est suffisamment représentative du fonctionnement réel du cœur, il est donc nécessaire - selon le principe méthodologique défini en 2.1.2 - d'utiliser une modélisation plus raffinée (appelée "time-average") pour calculer un autre estimateur (noté B_{ta}) du burnup final. Le modèle "time-average" consiste à déterminer, en respectant une procédure précise de rechargement imposée (appelée "8-bundle shift" et détaillée sur la figure 2.4), le burnup de sortie moyen qui seul permet de maintenir à tout instant la criticité ainsi qu'un profil de puissance radial suffisamment plat [59]. Le respect de cette contrainte complexe (que nous résumons dans un souci de concision par le terme barbare de "cœur-équivalence") passe par l'utilisation du code de diffusion DONJON, conçu pour gérer le cœur complet selon les trois étapes suivantes :

1. Par un calcul évoluant (à puissance constante) de bundle réfléchi, DRAGON fournit toutes les sections efficaces macroscopiques $\Sigma(B)$ en fonction du burnup B , sous une forme condensée à

2 groupes en énergie et homogénéisée (sur tout le bundle). Pour chaque position p de bundle dans le cœur (définie par le choix d'un assemblage sur 380 et celui d'un bundle parmi 12), les sections efficaces $\Sigma(B)$ sont moyennées sur l'intervalle de burnup $[B_{in}, B_{out}]$ que subit le combustible à cette position p compte tenu de la procédure de rechargement :

$$\Sigma_{ta}(p) = \frac{1}{B_{out} - B_{in}} \int_{B_{in}}^{B_{out}} \Sigma(B) dB \quad (2.3)$$

2. Pour nos études globales ciblant la conversion, un découpage classique du cœur en seulement deux zones de burnup est suffisant. En utilisant les sections efficaces “time-average” $\Sigma_{ta}(p)$ comme données de base, DONJON ajuste itérativement ces deux valeurs locales de burnup final B_1 (imposé aux 176 assemblages les plus centraux) et B_2 (imposé aux autres) de façon à ce que le cœur reste critique et que la puissance de chaque assemblage soit limitée au maximum de 6.7 MW_{th} autorisé par la thermohydraulique. Tous les dispositifs de contrôle sont simulés, et les propriétés du réflecteur sont prises identiques à celles du modérateur.
3. L'estimateur B_{ta} du burnup final moyen du cœur (tenant compte précisément des fuites, du mode de rechargement et du contrôle de la réactivité) est finalement obtenu en pondérant B_1 et B_2 par leurs nombres d'assemblages respectifs. Toutes les caractéristiques du cœur en fin de cycle (comme par exemple la composition moyenne du combustible) peuvent être extraites des résultats pour le burnup B_{ta} du calcul évoluant de bundle réfléchi en transport.

Nous trouvons avec cette méthode un burnup final B_{ta} de 7500 MWj/t pour le CANDU ^{nat}U, en accord parfait avec l'expérience. La méthode précédente (plus simple) fournit une valeur B_{ka} qui en est très proche également, mais ne sera pourtant pas retenue dans la suite. On lui préfère la méthode “time-average”, plus précise et indépendante d'approximations qui pourraient ne plus être valables dans le cas de combustibles thoriés.

Définition et calcul des principales contre-réactions

Une fois le cycle défini en longueur, il est possible de caractériser sa sûreté en calculant en début et fin de cycle les deux principales contre-réactions (de la température du combustible et de la densité du caloporteur) sur la réactivité. Le coefficient en température du combustible ou Fuel Temperature Coefficient (FTC) $\partial\rho/\partial T_{fuel}$ (pcm/K) traduit l'effet sur la réactivité ρ de la variation de température du combustible T_{fuel} , qui modifie l'autoprotection en énergie des résonances via leur élargissement par effet Doppler. En cas d'augmentation de T_{fuel} , l'agitation thermique plus grande des noyaux cibles (d'²³⁸U par exemple) leur fait accepter autour d'une résonance une gamme en vitesse plus large de neutrons : l'autoprotection de cette résonance est réduite et son taux d'absorption augmente. Si la variation globale du bilan de neutrons sur toutes les résonances (essentiellement de capture et de fission) est négatif, le FTC l'est également. Précisons qu'il doit toujours l'être pour le cœur complet, car il s'agit d'une contre-réaction instantanée indispensable à la stabilité de la réaction en chaîne. En le calculant autour de la température nominale de 1000 K par différence des réactivités d'un bundle réfléchi de CANDU ^{nat}U à 900 et 1100 K, nous retrouvons avec les deux codes les valeurs typiques de -1.1 pcm/K en début de cycle et de +0.3 pcm/K en fin de cycle [57]. Le FTC du cœur

à l'équilibre du rechargement n'est pas calculable par cette méthode simplifiée, mais se situe entre ces deux extrêmes et reste bien évidemment négatif [21].

La réactivité de vidange du caloporteur ou Coolant Void Reactivity (CVR, en pcm) est définie de façon simplifiée (sans tenir compte de la variation des fuites du cœur, on parle de CVR infini ou encore “réseau”) par la différence des réactivités d'un bundle réfléchi avant et après la vidange complète du caloporteur, qui peut aussi s'écrire directement à partir des valeurs de k_∞ :

$$CVR = \frac{k_\infty^{void} - k_\infty^{std}}{k_\infty^{void} \cdot k_\infty^{std}} \quad (2.4)$$

où “void” et “std” signifient respectivement une densité nulle et nominale du caloporteur. Cette réactivité est moins concrète que le coefficient FTC car elle ne quantifie que l'effet d'une vidange complète et instantanée du caloporteur qui n'est pas représentatif des transitoires les plus probables en fonctionnement, lors lesquels par exemple le caloporteur voit son débit diminuer progressivement (ULOF, Unprotected Loss Of Flow). Elle n'indique que la tendance globale dans le cas de l'accident plus rare mais plus grave de type LOCA (Loss Of Coolant Accident), qui peut consister au pire en une large brèche dans chacun des deux circuits indépendants d'alimentation en eau primaire [55]. Ce dernier cas de figure est utilisé pour le dimensionnement de la sûreté, et justifie notre choix de la CVR comme principal indicateur de sûreté pour nos comparaisons entre combustibles. Les valeurs de CVR obtenues sont identiques pour les deux codes et conformes à la réalité [21], avec 1600 pcm en début de cycle et 1200 pcm en fin de cycle. La réactivité du vide est effectivement positive en CANDU, sans pour autant nuire particulièrement à la sûreté globale du système comme nous le verrons de façon détaillée au chapitre 5. Pour mieux comprendre l'influence des changements étudiés par la suite, il est intéressant ici de détailler (en suivant la chronologie de l'histoire typique des neutrons de fission dans un CANDU) les trois principales contributions à cet effet de réactivité positif et complexe en cas de vidange complète du caloporteur :

1. Les trajets direct de fission à fission deviennent plus probables, ce qui fait augmenter le facteur de fission rapide ϵ (et donc k_∞ qui lui est proportionnel en vertu de sa décomposition en facteurs, particulièrement valable pour le CANDU).
2. Le ralentissement des neutrons ne se fait plus que dans le modérateur et en conséquence les neutrons épithermiques sont moins absorbés dans le combustible, ce qui fait augmenter le facteur p dit anti-trappe (également appelé “resonance escape probability”) et donc k_∞ . Par ailleurs, les neutrons thermalisés revenant du modérateur ne peuvent plus être “réchauffés” par le caloporteur, ce qui empêche toute “absorption résonnante de seconde chance”.
3. Le caloporteur disparu n'absorbe plus de neutrons, ce qui contribue à augmenter le facteur d'utilisation thermique f du combustible (proportion de neutrons thermiques absorbés dans le combustible), et donc k_∞ .

Selon [14], les deux premiers effets sur ϵ et p contribuent respectivement à hauteur du tiers et de la moitié de la CVR de début de cycle. Pour terminer cet aperçu de la sûreté du CANDU ^{nat}U, précisons que FTC et CVR ne suffisent pas à prédire son comportement en cas d'insertion de réactivité : il faut également connaître précisément des paramètres cinétiques comme la fraction de neutrons retardés (environ 700 pcm en début de cycle) ou le temps de génération (environ 1 ms), et les caractéristiques thermiques du combustible et du caloporteur (cf. chapitre 5).

2.2.2 Le REP-N4 (UOX) et sa gestion par tiers de cœur

Comme pour le CANDU, la conception du REP peut s'expliquer très simplement. Une condition essentielle du cahier des charges détermine tout le reste : la recherche d'un cœur très compact pour la propulsion navale, en particulier pour les sous-marins. Cette seule contrainte explique le choix de l'eau légère comme modérateur (très bonne diffusion), qui rend indispensable l'enrichissement du combustible (car l'hydrogène diffuse très bien mais absorbe beaucoup également). La compacité du cœur ainsi obtenu autorise son refroidissement dans une cuve sous pression, qu'on maintient fermée pendant un cycle relativement long de l'ordre de l'année. La criticité est maintenue à l'aide d'un poison soluble (bore) dont on diminue progressivement la concentration dans l'eau du circuit primaire. Le premier réacteur de ce type a été celui du sous-marin USS Nautilus, opérationnel dès 1954. La toute première application électrogène de ce précurseur fut le réacteur de Shippingport, Pennsylvanie (60 MW_e), connecté au réseau le 2 décembre 1957 (soit 15 ans jour pour jour après la divergence du tout premier réacteur nucléaire CP1 conçu par Enrico Fermi à Chicago). Ce réacteur a fonctionné jusqu'en 1982, et dans les 5 dernières années de son exploitation a fait l'objet de l'expérience LWBR de régénération en cycle thorium déjà évoquée dans le chapitre précédent.

Description du cœur de REP-N4 simulé

On choisit pour le REP le type N4 (identique à celui du réacteur français Chooz-B1 opéré par EDF depuis 1996), qui est le dernier en date avant l'EPR. Un tel cœur d'une puissance totale de 4250 MW_{th} (1450 MW_e) contient 205 assemblages de 4.3 m de haut. Chaque assemblage se compose de 17×17 cellules carrées (de 1.26 cm de côté), comme celui défini par [60] et décrit ici par la figure 2.7 (a). Dans notre modèle simplifié d'assemblage, les 25 cellules contenant les tubes-guides des crayons d'absorbants pour le contrôle ou l'arrêt de la réaction en chaîne sont simplement remplies d'eau et appelées "trous d'eau". L'espace inter-assemblage de 0.16 cm ("water gap") est intégré à ce modèle d'assemblage (dont le pas complet est alors de 21.58 cm), car sa contribution au spectre neutronique en périphérie et à la réactivité en général n'est pas négligeable (environ 400 pcm). Par ailleurs, l'espace entre chaque crayon de combustible et sa gaine est simulé (avec des valeurs de rayon extérieur de la gaine, de rayon intérieur de la gaine et de rayon du crayon respectivement de 4.75, 4.18 et 4.10 mm). Toutes ces données fournissent pour l'assemblage un RM de 2.01, qui est très inférieur à celui du CANDU ^{nat}U (15.6) et montre ainsi l'efficacité modératrice de l'eau légère grâce à son hydrogène (dont l'inconvénient principal est la forte absorption).

L'enrichissement de l'uranium en ²³⁵U est fixé à 3.5 at% (au lieu de la valeur standard pour le type N4 de 4.0 at%), afin de compenser au mieux l'impact sur la réactivité des grilles axiales qui ne sont pas simulées (une demi-douzaine sur toute la hauteur du cœur, assurant la stabilité mécanique des crayons et utilisées également pour favoriser la turbulence de l'écoulement à leur voisinage et ainsi améliorer l'évacuation de la chaleur par convection). En utilisant le même outil de thermique simplifiée de MURE que pour le CANDU et les données thermohydrauliques du type N4 [61], les températures moyennes du combustible et du caloporteur sont évaluées à 1000 et 580 K (entrée à 560 et sortie à 600 K, sous une pression moyenne de 155 bar) avec des densités de 10.73 (identique à celle de l'oxyde d'uranium naturel, d'après [56]) et 0.71 g.cm⁻³ respectivement. Le gainage du combustible est en Zircaloy-4 (580 K, 6.5 g.cm⁻³).

Parmi les paramètres du calcul DRAGON en transport de l'assemblage REP, seules les conditions de réflexion isotropiques utilisées pour le CANDU sont conservées telles quelles. Une étude détaillée de [9] permet de vérifier que la discrétisation spatiale utilisée par DRAGON n'a pour le REP pratiquement aucun impact sur les résultats (depuis le k_∞ en début de cycle jusqu'aux inventaires en fin de cycle), et que par conséquent une seule région est utilisée par matériau (combustible, gaine, eau). La densité des lignes d'intégration s'avère moins sensible que pour le CANDU et une valeur minimale de 20 (au lieu de 50) par cm suffit. Enfin, la procédure d'autoprotection par défaut qui était optimale pour le CANDU ne convient plus au REP : elle sous-estime sa réactivité d'environ 800 pcm. En procédant par comparaison avec la référence MCNP, on vérifie que la meilleure solution dans tous les cas (sous-moderés ou non) est d'utiliser pour le calcul préalable du facteur de structure fine du flux l'équivalence dite de Livolant-Jeanpierre entre la vraie géométrie hétérogène et un cas homogène simple [62]. La modification de tous ces réglages dans le calcul en transport peut être expliquée par une seule différence fondamentale entre CANDU et REP, portant sur le ralentissement des neutrons qui est global (délocalisé dans tout le réservoir modérateur) en CANDU et au contraire très local ("sur place", près du lieu de naissance du neutron par fission) en REP du fait du pouvoir de ralentissement imbattable de l'eau légère. Ceci explique que le spectre en REP soit bien plus homogène, justifiant ainsi chaque nouvelle procédure optimisée pour DRAGON.

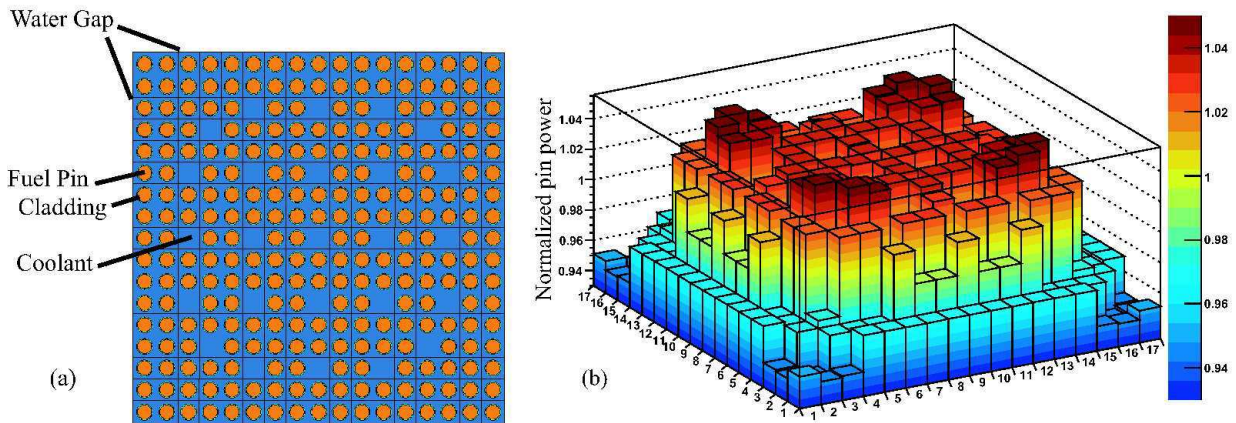


FIG. 2.7 – Modèle d'assemblage REP-N4 (a) et distribution de puissance par crayon (normalisée à la puissance moyenne) pour un tel assemblage UOX en début de cycle (b).

Calculs d'assemblage et modèle "N-batch"

La même propriété d'homogénéité spatiale du spectre neutronique que nous venons d'évoquer permet de ne définir qu'une unique cellule de combustible évoluant (regroupant en un même jeu de taux de réaction les 264 crayons de combustible physiquement distincts d'un assemblage) pour les calculs de burnup. Les pas de temps optimisés pour le CANDU sont conservés après vérification. Et comme pour le CANDU, afin d'éviter à MCNP le problème de non-convergence de la source de fission et ses conséquences fâcheuses sur les calculs de burnup (tel le risque d'asymétrie axiale non

physique du flux calculé sur la hauteur complète du cœur, décrit notamment par [9]), l'assemblage simulé est tronqué (de façon à le rendre parfaitement cubique) et réfléchi sur ses 6 faces. Une puissance moyenne (représentative du cœur) et constante de 1.04 MW_{th} est imposée à ce morceau réfléchi d'assemblage. Dans ces conditions, un JEPP (Jour Equivalent Pleine Puissance) en REP équivaut à environ 40 MWj/t (37.63 MWj/t), soit un burnup presque double qu'en CANDU.

La caractéristique de fonctionnement essentielle d'un REP est l'utilisation du bore (sous forme d'acide borique dissout dans l'eau primaire) comme poison soluble dont la concentration est ajustée pour gérer la réactivité (maintenir $k_{eff} = 1$) tout au long d'un cycle (cuve sous pression fermée, sans déplacement ni rechargement de combustible). L'influence de ce bore sur l'évolution du combustible s'avère relativement faible. Aussi bien d'après DRAGON que d'après MCNP/MURE, l'écart sur l'inventaire fissile (^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu) en fin de cycle entre des simulations avec et sans bore est en effet limité à 2 % environ (donnant ainsi une première idée de la précision envisageable sur le FIR). Le même constat avait déjà été fait il y a une trentaine d'années lors d'études sur des gestions innovantes de réactivité pour REP, avec un écart légèrement inférieur à 2 % [63]. Nos simulations de REP ont donc été réalisées sans bore, pour tous les cas standards et sous-modérés (pour les cas sur-modérés que nous ne détaillons pas ici, un effet non négligeable du bore a été constaté sur la CVR [64]). Un premier test de ce modèle enfin complet d'assemblage REP est réalisé par le calcul en début de cycle de la distribution de puissance représentée sur la figure 2.7 (b). On retrouve que ce profil de puissance en début de cycle est relativement plat, avec des puissances maximales plus élevées d'environ 5 % par rapport à la moyenne et localisées près des trous d'eau [61], là où la composante thermique du spectre - la plus favorable aux fissions - est la plus élevée.

Après une diminution brutale du k_{∞} de 1.37 à 1.33 lors des 4 premiers jours (principalement due à la saturation du xénon), la chute du k_{∞} ralentit et conserve la même variation quasiment linéaire jusqu'à 50 GWj/t environ. Dans la mesure où l'influence du bore (dont l'historique est difficile à gérer [9]) est négligée, il devient possible - à condition de disposer, comme pour le CANDU, d'un modèle correct pour le rechargement du combustible - d'évaluer le burnup final du cœur à partir de la variation (ici linéaire) $k_{\infty}(B)$ et du seuil de criticité $k_{\infty}^{threshold}$ (environ 1.04, compte tenu de 3000 pcm de fuites et de 1000 pcm d'absorptions de contrôle non simulées). La difficulté pour le REP vient que le rechargement n'est ni quasi-continu comme en CANDU (cf. modèle "k-average"), ni entier. Dans ce dernier cas, le cœur serait entièrement déchargé et rechargé à neuf à chaque début de cycle et le burnup final serait l'analogue du burnup statique B_s décrit pour le CANDU par la figure 2.6 (environ 27 GWj/t). Mais le combustible d'un REP ne reste justement pas immobile pendant son séjour dans le cœur, qui est déchargé et rechargé selon un plan de chargement le plus souvent "à 3 tiers". Typiquement, le combustible neuf est introduit dans le tiers périphérique du cœur, puis au bout d'un an est déplacé vers le damier central à 2 zones (cf. figure 2.8) duquel il est finalement extrait après 3 ans d'utilisation. Cette gestion, relativement complexe, peut néanmoins être facilement modélisée dans ce cas précis du REP UOX en exploitant la linéarité du $k_{\infty}(B)$ et en supposant que chaque tiers de cœur contribue de la même façon à la réactivité [37]. On montre alors que le burnup final est augmenté de 50 % par rapport au burnup statique, ce qui nous donne une première estimation à environ 41 GWj/t. Plus généralement dans le cas d'une gestion du cœur en N parties, on obtient $2N/(N+1)$ fois le burnup statique (modèle dit "N-batch").

Modèle “cœur-équivalent” adapté du CANDU

L'estimation du burnup final par la méthode "N-batch" précédente est assez proche de 45 GWj/t, le résultat industriel du type N4 [65]. Mais, comme pour le CANDU, ce bon accord n'est pas suffisant pour valider la méthode (destinée à être utilisée sur un combustible thorié moins connu et pour lequel les hypothèses - comme celle de la linéarité quasi-parfaite du $k_{\infty}(B)$ - pourraient très bien ne plus être valables). Pour tenir compte de la complexité du cœur, on procède selon le même principe de "cœur-équivalence" décrit pour le CANDU. Il s'agit de trouver par itérations successives sur les valeurs locales de burnup final des N parties du cœur celles qui le maintiennent exactement à l'équilibre ($k_{eff}=1$) tout en respectant la procédure de chargement retenue. Un premier calcul évoluant d'assemblage permet de fournir au code de diffusion DONJON les sections efficaces dites "time-average" (moyennées sur la plage de burnup évaluée pour chaque partie du cœur) nécessaires à cette optimisation. Après comparaison entre les procédures à N=3 et N=4 zones, l'option N=3 (privilegiant un facteur de forme réduit au détriment de l'endommagement neutronique de la cuve²) est finalement retenue et conservée dans toute la suite.

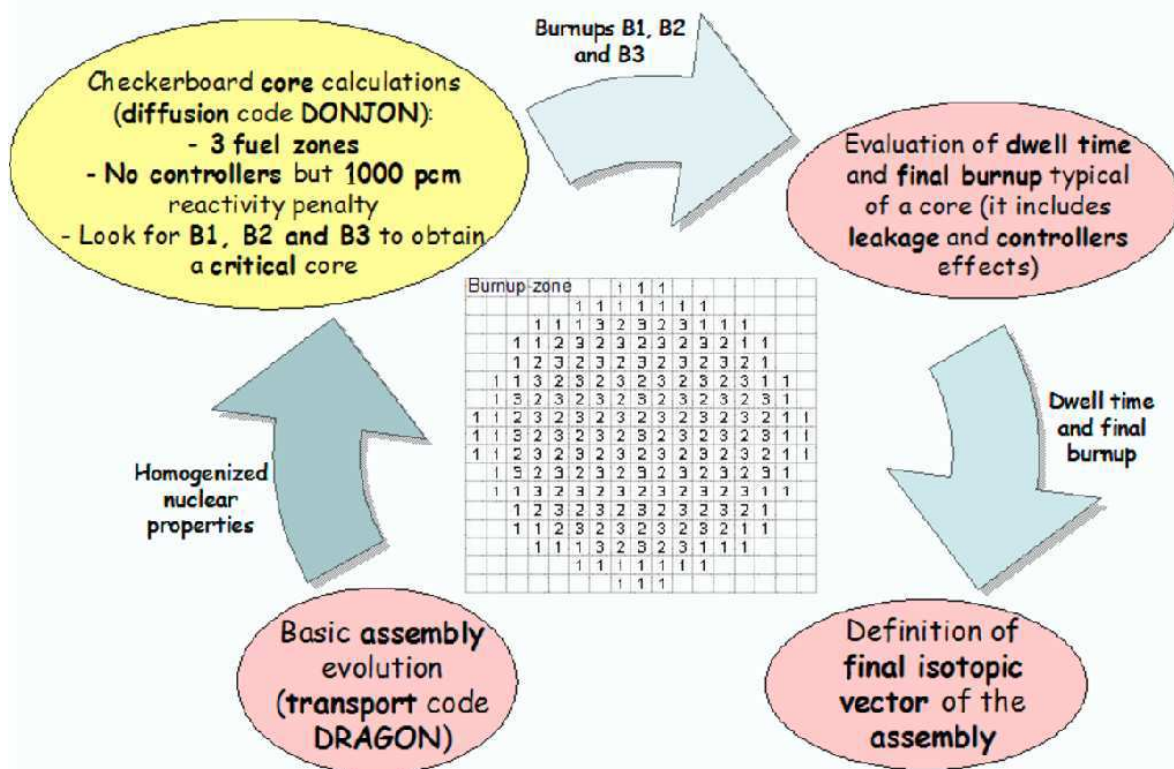


FIG. 2.8 – Schéma de calcul “cœur-équivalent” adapté au REP, basé sur la méthode “time-average” à 3 zones de burnup.

²Le véritable type N4 fait le choix inverse (4 zones de chargement), mais il n'est pas retenu pour nos études centrées sur les performances du cœur et du cycle plutôt que sur la durée de vie de la cuve.

La méthode complète, telle que transposée avec succès du CANDU au REP, est détaillée par la figure 2.8 : au centre est représenté le cœur dont le découpage en “damier” (ou “checkerboard”) répartit les 205 assemblages en 3 zones de chargement, numérotées de 1 (combustible chargé le plus récemment) à 3 (avant déchargement). Ce sont les valeurs de burnup B_1 , B_2 et B_3 de chacune de ces zones que DONJON ajuste pour maintenir la criticité et en déduire un burnup final B_{ta} de 44 GWj/t (en meilleur accord avec la référence de 45 GWj/t que la méthode “N-batch”). Ajoutons que du fait de son chargement très différent d’un CANDU, le REP n’a pas pu bénéficier telle quelle de l’option “time-average” de DONJON qu’il a fallu modifier en ajoutant une procédure spécifique basée sur l’interpolation linéaire des sections efficaces “time-average” entre les différentes valeurs de burnup disponibles [9]. Malgré cette complication, l’influence négligeable et toujours négligée du bore a grandement simplifié le schéma de calcul, rendant l’adaptation à partir du CANDU plus directe. La seule autre approximation consiste à modéliser les dispositifs de contrôle du cœur (non disponibles dans DONJON pour le REP) par une simple anti-réactivité moyenne typique de 1000 pcm [65]. Enfin, le réflecteur (une épaisseur d’eau légère primaire de 20 cm tout autour du cœur, non représentée sur la coupe de la figure 2.8) est modélisé par une simple couronne d’assemblages remplis d’eau légère (dont les sections efficaces ont été obtenues par le calcul en transport d’une cellule d’eau légère entourant un cœur initial entièrement homogénéisé). Des calculs de cœur ont également été réalisés avec MCNP pour vérifier la criticité établie selon DONJON (toujours validée à l’intérieur de notre marge d’erreur de 500 pcm). Dans toutes les études à suivre (comme pour le CANDU), on utilisera ce modèle plus précis et universel que la méthode “N-batch”.

La valeur du burnup finale permet de caractériser la composition du combustible en fin de cycle à partir du calcul d’assemblage. On peut ainsi vérifier que le FTC diminue de -1.7 pcm/K en début de cycle à -2.9 pcm/K en fin de cycle, ce qui est conforme aux valeurs bien établies du REP UOX [60]. On peut également évaluer la valeur du FIR qui rapporte la quantité de fissile dans le combustible déchargé à sa valeur initiale, quantifiant ainsi le niveau de conversion en cycle ouvert. Pour le REP UOX, on trouve ainsi un FIR de 0.36 environ, largement inférieur à celui du CANDU ^{nat}U qui vaut presque le double (0.70). Pour comparer correctement ces deux chiffres, il faut d’abord comparer les burnups correspondants rapportés à la même ressource. Par exemple exprimés par tonne d’uranium naturel métal consommée, on a 7.5 GWj/t pour le CANDU ^{nat}U et 9.0 GWj/t pour le REP UOX (compte tenu de l’enrichissement à 3.5 at% du combustible soit 5 fois plus que la teneur naturelle, et en négligeant les inévitables pertes liées à sa fabrication). On peut donc constater qu’à burnups équivalents (avec un léger avantage pour le REP, dont les derniers modèles comme l’EPR exploitent à fond la possibilité d’allonger le temps de cycle par des poisons consommables), le CANDU régénère (et utilise donc) bien mieux la part fissile de son combustible que le REP. Ceci n’est à ce stade de notre exposé qu’une simple remarque, amenée à être analysée en détail mais limitée ici aux combustibles standards. Ces derniers contenant plusieurs noyaux fissiles en quantité importante, le FIR n’a en outre ici qu’une pertinence limitée car il comptabilise tous ces fissiles (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) de la même façon. Il sera ainsi bien plus utile et significatif pour les cas à suivre basés sur le combustible $\text{Th}/^{233}\text{U}$, dans lequel l’ ^{233}U domine très largement.

Chapitre 3

Régénération en cycle thorium accessible au CANDU standard

*I thought maybe my discovery might have
the practical value of, say, neon in neon signs.*

Harold Urey, à propos de sa découverte du deutérium en 1932

3.1 Production d' ^{233}U en CANDU Th/Pu

En utilisant le schéma de calcul “dual et cœur-équivalent” validé au chapitre précédent sur le cas bien connu du CANDU ^{nat}U , on peut à présent évaluer avec un peu plus de confiance ce que donne le cycle thorium. Un inconvénient majeur de ce dernier est la production préalablement nécessaire de ^{233}U (non disponible naturellement du fait de sa période radioactive de 159000 ans). Cela peut se faire par le recours à de l’uranium plus ou moins enrichi en ^{235}U . Une autre solution - la seule que nous examinerons - est d’utiliser pour jouer le rôle du fissile initial le plutonium issu du recyclage du combustible REP UOX usé. Elle présente le double avantage de gérer la “ressource” plutonium tout en assurant la transition vers le cycle thorium. Avant d’évaluer le cycle thorium à proprement parler, il s’agit donc d’abord d’estimer ici la production d’ ^{233}U à partir du plutonium typiquement disponible quand la décision d’une telle transition sera effectivement prise.

3.1.1 Prise en compte des spécificités du “ $^{232}\text{ThO}_2$ ”

Comme rappelé au chapitre précédent, seule une forme oxyde de combustible est envisagée pour l’instant (i.e. dans ce mémoire). Avant de décrire nos premiers résultats obtenus pour le réacteur CANDU et le cycle thorium, nous illustrons ici (en complément du chapitre 1 et de sa partie 1.2.1) les principales différences entre l’uranium du cycle standard et le thorium, d’abord en termes nucléaires (entre ^{238}U et ^{232}Th) puis en termes thermiques (entre UO_2 et ThO_2).

Caractéristiques nucléaires et impact principal sur la conversion

Notre comparaison des fertiles ^{238}U et ^{232}Th porte d’abord sur leur pouvoir d’absorption des neutrons en ralentissement, exprimé par le facteur anti-trappe total (probabilité pour un neutron de fission d’atteindre l’énergie thermique sans être absorbé par le fertile). Dans le cas le plus simple

(défini par un cœur homogène contenant du modérateur et du combustible, dont les résonances sont à la fois espacées - sans influence réciproque - et étroites), on calcule facilement la probabilité élémentaire qu'a un neutron d'échapper à une telle résonance [38] et on en déduit cette expression du facteur anti-trappe total [39, 66] :

$$p = \exp \left[-\frac{N_a}{\xi \Sigma_s} \int_{0.025 \text{ eV}}^{2 \text{ MeV}} \sigma_a \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a} \frac{dE}{E} \right] \quad (3.1)$$

avec :

- N_a la densité des noyaux absorbants (combustible), en cm^{-3}
- σ_a (Σ_a) la section efficace microscopique (macroscopique) du combustible en barn (cm^{-1}), largement dominée par la capture du fertile
- ξ le gain moyen de léthargie (l'opposé de la différence logarithmique d'énergie) au cours du choc : c'est une constante positive, sans dimension et caractéristique d'un modérateur
- Σ_s la section efficace macroscopique de diffusion (pratiquement constante sur le domaine épithermique).

Le cadre restreint de validité de cette expression est suffisant pour notre comparaison générale, mais il faut noter qu'elle peut s'adapter au cas plus complexe et pratique d'un cœur hétérogène. Logiquement, plus N_a est élevée et plus p est faible. Mais cette première dépendance est souvent fortement atténuée par un effet dit d'autoprotection, déterminé par l'intégrale de l'équation 3.1 (appelée "intégrale de résonance effective" et notée I_{eff}). Dans cette dernière, σ_a est pondérée par le rapport de Σ_s sur la somme $\Sigma_s + \Sigma_a$ (facteur d'autoprotection φ , d'autant plus petit que N_a est élevée). La valeur particulière de cette intégrale lorsque $\varphi = 1$ (dilution infinie de l'absorbant), simplement appelée "intégrale de résonance" et notée I , permet par comparaison à I_{eff} d'apprécier l'apport bénéfique de l'effet d'autoprotection sur p . Ainsi l'intégrale de résonance I vaut environ 280 barn pour la capture de l' ^{238}U , alors que sa valeur effective en REP ($\text{RM} = 2$) ne vaut plus que 20 barn. Cet effet permet de conserver un facteur p élevé d'environ 75 %, sans lequel il ne pourrait y avoir de réaction en chaîne exploitable. En outre, l'intégrale de résonance est (indépendamment du facteur d'autoprotection) une caractéristique fondamentale qu'il est intéressant de comparer lorsqu'on change de combustible. Avec 80 barn seulement, l'intégrale de résonance I pour la capture du ^{232}Th est ainsi plus de 3 fois inférieure à celle de l' ^{238}U . Cela implique que l'absorption (en dilution infinie) des neutrons en ralentissement est moins probable pour le ^{232}Th .

Inversement, dans le domaine thermique (à 0.025 eV), la section efficace de capture du ^{232}Th est presque 3 fois plus élevée que celle de l' ^{238}U (avec 7.4 barn au lieu de 2.7 barn pour l' ^{238}U). Il y a donc compétition pour l'effet global du ^{232}Th sur la conversion entre une absorption épithermique réduite et une absorption thermique accrue. Du fait d'un écart réduit par l'autoprotection entre les intégrales effectives, on trouve finalement en utilisant du plutonium issu de REP UOX comme fissile (identique en qualité et quantité, pour ne pas faire intervenir des propriétés fissiles très différentes entre ^{233}U et ^{239}Pu , et déterminantes pour le niveau de conversion d'après le chapitre 1) un taux de capture global du ^{232}Th (et donc un niveau de conversion) toujours légèrement supérieur à celui de l' ^{238}U [26]. Une telle conclusion n'est qu'indicative, dans la mesure où chaque cas bénéficiera de calculs de simulation basés sur des modèles bien plus complets que dans notre analyse sommaire de l'intégrale de résonance et justifiés par une ré-évaluation nécessaire des études antérieures.

Caractéristiques thermiques et impact principal sur la sûreté

La conductivité thermique k_{ThO_2} de l'oxyde de thorium est plus élevée d'environ 50 % que celle de l' UO_2 aux températures typiques du combustible en fonctionnement, avec par exemple $k_{UO_2} = 3.9 W.m^{-1}.K^{-1}$ à 1000 K et $k_{ThO_2} = 6.1 W.m^{-1}.K^{-1}$ à 900 K [56]. Cette différence importante s'atténue aux températures plus élevées, réduite à moins de 20 % à 2000 K (avec $k_{UO_2} = 2.5 W.m^{-1}.K^{-1}$ et $k_{ThO_2} = 2.9 W.m^{-1}.K^{-1}$). Quel que soit l'enrichissement (toujours faible) des combustibles thoriés étudiés, la même densité typique du ThO_2 sans porosité à 900 K ($9.85 g.cm^{-3}$) est utilisée. Après injection dans le modèle thermique simplifié évoqué au chapitre 2 (et décrit au chapitre 5), ces valeurs donnent une température moyenne de combustible d'environ 900 K (au lieu de la valeur 1000 K obtenue pour l' UO_2), qui sera utilisée dans toute la suite.

La pertinence de ce niveau de précision (de l'ordre de la dizaine de degrés) sur la température moyenne du combustible (arrondie au plus proche multiple de 100 K par commodité d'exploitation des bases de données nucléaires) mérite d'être justifiée. Du simple point de vue de la neutronique, une température plus basse de 100 K amplifie légèrement l'autoprotection des résonances via l'effet Doppler (réduisant d'autant les taux d'absorption) et modifie le bilan neutronique, i.e. l'utilisation des neutrons dans le cœur par les différentes réactions possibles. Parmi celles-ci, c'est la capture du ^{232}Th qui domine et qui est donc la plus impactée par cette réduction des taux d'absorption. Avec un FTC typique de l'ordre de -1 pcm/K, la réactivité est augmentée d'une centaine de pcm dans notre cas et le BR (proportionnel au taux de capture du ^{232}Th et inversement proportionnel au facteur de multiplication k) est logiquement diminué de 0.1 % environ. Cette diminution de la conversion est donc assez faible, voire négligeable (on vérifiera dans la suite que notre niveau d'incertitude sur le BR et le FIR est plutôt de l'ordre du %). C'est en fait l'impact de la température moyenne du combustible thorié sur la cinétique du système qui n'est pas négligeable (cf. chapitre 5).

3.1.2 Influences diverses sur la production d' ^{233}U

Dans le cas étudié ici, aucun recyclage n'est simulé. Le combustible Th/Pu ne fait qu'un unique passage en CANDU, on parle d'une utilisation en mode "once-through". Le tableau 3.1 décrit quelques cas (parmi de nombreux autres étudiés dans [9]) qui illustrent particulièrement bien la sensibilité des performances (burnup final et production d' ^{233}U) au type de plutonium utilisé (avec des enrichissements divers) et à sa répartition (homogène ou hétérogène) dans les crayons de chaque assemblage. Le premier cas décrit par le tableau 3.1 utilise du plutonium militaire (94 at% de ^{239}Pu et le reste de ^{240}Pu [60]). L'excellente qualité fissile de ce type de Pu lui permet de minimiser ses captures stériles donc de maximiser le taux de capture du thorium, expliquant que la production d' ^{233}U (incluant le ^{233}Pa présent dans le combustible en fin de cycle et normalisée pour l'énergie typique d'1 $GW_e.an$) soit dans ce cas la plus élevée de toutes. Mais en vertu du compromis habituel entre burnup et conversion, la contrepartie prévisible est un burnup assez faible.

Cas de référence : définition et propriétés détaillées

Le second cas du tableau 3.1 est chargé à 2.00 wt% en plutonium de type "UOX-5" issu du recyclage (extrait du combustible usé d'un REP de type N4 après 5 ans de refroidissement), dont la composition est évaluée à 3.1, 52.5, 24.5, 12.2 et 7.7 at% de ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu et ^{242}Pu

respectivement [57]. Ce type de plutonium, probablement extrait du combustible REP utilisé disponible par le procédé PUREX si une telle transition Th/Pu se faisait, est conservé dans toute la suite. Le cas décrit ici (2.00 wt% de ce plutonium dans le combustible) est utilisé dans le prochain scénario à venir comme cas de référence. Il assure une production relative d' ^{233}U de 25 % par rapport au Pu investi (chaque kg de Pu métal investi fournit 0.25 kg d' ^{233}U et de ^{233}Pa en fin de cycle).

Les contre-réactions de ce CANDU Th/Pu de référence restent acceptables par rapport à celles du CANDU ^{nat}U , avec un FTC augmentant de -0.5 pcm/K en début de cycle à -0.2 pcm/K en fin de cycle et une CVR pratiquement constante d'environ 1000 pcm. L'augmentation du FTC avec le burnup est plus faible que celle trouvée pour le combustible ^{nat}U (de -1.7 à -2.9 pcm/K), du fait d'une contribution décroissante du ^{239}Pu à la fission et donc d'une réduction de l'impact positif de ses résonances de fission sur la réactivité quand la température augmente. La CVR est également réduite grâce au chargement du combustible en plutonium dont le taux d'absorption thermique rapporté à celui du caloporteur est plus élevé que celui de l' ^{nat}U , ce qui atténue l'effet de réactivité positif lié à l'utilisation thermique et analysé en 2.2.1 (troisième et dernier effet décrit).

Pu composition	Pu enrichment (wt%)	Number of pins loaded with Pu	Final burnup (MWd/t)	Final yield for ^{233}U and ^{233}Pa (kg/GW _e .y)
Weapons-grade	1.30	all 37	7500	760
UOX (5-y cool.)	2.00	all 37	7900	670
UOX (5-y cool.)	2.72	all 37	21500	450
UOX (5-y cool.)	5.59	18 outer	26300	420

TAB. 3.1 – Influence du type et de la répartition du plutonium utilisé sur la production d' ^{233}U par plusieurs options possibles de CANDU Th/Pu.

Cas optimisés via l'enrichissement ou la répartition du plutonium

Les dernières lignes du tableau 3.1 proposent deux solutions pour augmenter le burnup final. La première consiste à augmenter la teneur du combustible en Pu UOX-5 jusqu'à 2.72 wt% pour un burnup proche de 20 GWj/t. Bien que cette valeur soit reconnue actuellement par le constructeur canadien AECL du CANDU comme limite en terme de résistance des gaines à l'irradiation, il est envisageable d'atteindre au moins 30 GWj/t grâce à la mise au point de matériaux spécifiques. Un autre moyen d'améliorer l'utilisation thermique de la partie fissile du combustible est d'exploiter la forte hétérogénéité du spectre neutronique existant au niveau d'une grappe de combustible, étudiée au préalable à la fois avec DRAGON et MCNP [57]. En effet, dans le cœur d'un CANDU, les neutrons de fission ne ralentissent presque qu'exclusivement dans le grand volume d'eau modératrice avant

de revenir thermalisés vers une grappe de combustible. Ce couplage spatio-temporel très marqué dans le transport des neutrons explique que leur spectre soit plus dur au niveau des crayons les plus intérieurs (les plus protégés) de chaque assemblage. Il est à la base d’une stratégie dite “mixed bundle” de chargement hétérogène des assemblages, permettant de réduire la consommation d’ ^{nat}U de 30 % [67]. Dans cette stratégie, les 8 crayons centraux d’une grappe à 43 crayons de type “CANFLEX” (représentée sur la figure 2.4 et très proche neutroniquement de la grappe standard à 37 crayons utilisée dans nos calculs) sont chargés en ThO_2 et entourés de 35 autres contenant de l’uranium légèrement enrichi. La dernière option décrite par le tableau 3.1 estime ainsi à plus de 20 % le gain réalisé sur la consommation d’ ^{nat}U à partir de la distribution hétérogène du même inventaire total de Pu que le cas précédent, concentré (à 5.59 wt%) dans les 18 crayons les plus extérieurs. Dans ces derniers, la puissance volumique en début de cycle est donc plus élevée qu’au centre : la faisabilité thermohydraulique reste (comme celle de [67] d’ailleurs) à vérifier.

3.2 Autour de la régénération en CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$

Nous allons vérifier et analyser ici la faculté très intéressante qu’a le CANDU de s’approcher de la régénération en cycle thorium. Sans pouvoir encore en identifier clairement les mécanismes, on conçoit aisément que l’eau lourde joue un rôle important dans cette propriété. Du fait de sa très faible absorption neutronique, l’eau lourde a toujours eu des applications uniques et rapidement exploitées après sa découverte par H. Urey en 1932. Remarquons que lors de cette même année miraculeuse furent également découverts le neutron par J. Chadwick, le positron par C. Anderson et le principe du cyclotron par E. Lawrence (apportant ainsi des contributions majeures aux théories physiques des réacteurs nucléaires et des particules élémentaires). Plus récemment et précisément dans notre cas, des études du constructeur canadien AECL ont déjà montré que le combustible $\text{Th}/^{233}\text{U}$ (toujours enrichi à moins de 2 wt% et donc avec un très faible inventaire fissile) pouvait être rentable en mode “once-through” [68], depuis le cas de figure dit “throw-away” (qui serait compétitif même en considérant l’ ^{233}U du combustible utilisé comme un déchet) jusqu’au “lay-away” (avec un surcoût, mais qui pourrait être compensé par une récupération ultérieure de l’ ^{233}U). La caractérisation d’un tel CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ (cette dénomination sous-entendant le mode “once-through” dans toute la suite) en termes de conversion et de sûreté est présentée ici, suivie d’une évaluation rapide des incertitudes et d’une première version de scénario symbiotique. Lors de l’analyse de ces études, le BR (Breeding Ratio) peut être un indicateur instantané (complémentaire du FIR caractérisant le cycle entier) utile du niveau de conversion. Il s’écrit dans le cas d’un combustible $\text{Th}/^{233}\text{U}$ comme le rapport des taux de réaction et de désintégration suivants :

$$BR = \frac{N^{233}\text{Pa} \lambda^{233}\text{Pa} + \Sigma_{cap}^{234}\text{U} \Phi}{\Sigma_{fis}^{233}\text{U} \Phi + \Sigma_{cap}^{233}\text{U} \Phi + \Sigma_{fis}^{235}\text{U} \Phi + \Sigma_{cap}^{235}\text{U} \Phi} \quad (3.2)$$

où N , Σ et Φ désignent respectivement les moyennes sur l’ensemble du combustible des densités atomiques (cm^{-3}), des sections efficaces macroscopiques (cm^{-1}) et du flux total.

3.2.1 Influence notable de l'hétérogénéité fissile

Il s'agit ici de donner (avant de se concentrer sur l'option homogène) un bref aperçu des gains apportés par l'hétérogénéité et le durcissement de spectre associé vers le centre de la grappe (déjà étudié et exploité pour le dernier cas Th/Pu du tableau 3.1). Ce durcissement "directionnel" du spectre est très bien illustré sur la figure 3.1 par la variation radiale des deux flux (thermique et épithermique) calculés par DRAGON, qui présentent des profils inversés par rapport au "gap". Dans la région centrale des crayons de combustible, les trois lignes en pointillés fins repèrent les couronnes (de 6, 12 et 18 crayons). Bien que le flux soit calculé en transport, sa condensation en deux groupes autorise l'interprétation de ses variations spatiales en diffusion (cf. chapitre 2). On vérifie ainsi que la courbure $\Delta\Phi/\Phi$ du flux épithermique est négative (courbure "de type cosinus") dans le combustible (milieu source et multiplicateur de neutrons rapides) et positive (courbure "de type exponentiel") dans le modérateur (milieu de ralentissement vers le groupe thermique). Le même constat (plus intéressant) se fait à l'envers pour le flux des neutrons thermiques, desquels le modérateur constitue bien une source orientée vers le centre de chaque assemblage qui finit par les absorber.

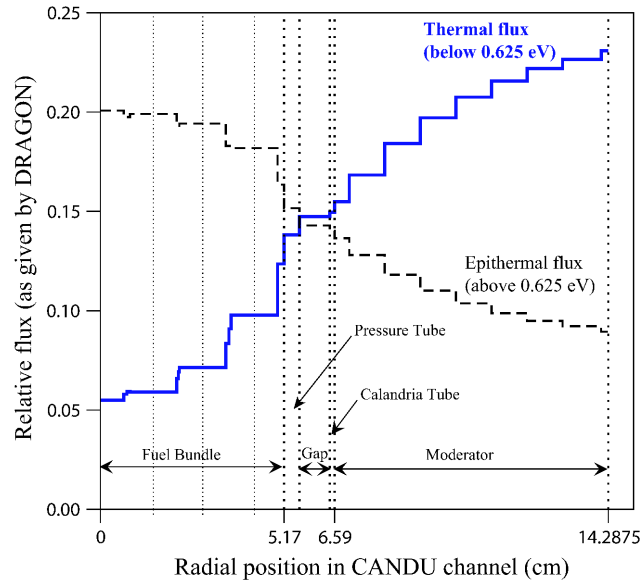


FIG. 3.1 – Profil radial du flux dans un assemblage CANDU Th/ ^{233}U (d'enrichissement homogène à 1.20 wt%), détaillé à 2 groupes d'énergie.

La figure 3.2 compare les valeurs couplées de burnup final et d'inventaire initial d' ^{233}U (par bundle) obtenues pour un chargement hétérogène (^{233}U concentré dans les 18 crayons de la couronne extérieure pour une utilisation thermique optimale) à celles obtenues pour les mêmes inventaires distribués de façon homogène. En partant du cas homogène dont le bundle contient 282 g d' ^{233}U (enrichissement de 1.35 wt%) et le burnup final atteint 14000 MWj/t (défini comme cas de référence du CANDU Th/ ^{233}U homogène), on constate (cf. figure 3.2) que le chargement hétérogène permet soit de réduire l'inventaire fissile de 7 % à burnup inchangé, soit d'augmenter le burnup de 70 % avec le même inventaire fissile. Par contre, aucun effet significatif n'est trouvé sur le FIR (détaillé

plus loin) qui ne dépend essentiellement que du niveau atteint par le burnup final. Les gains sur l'inventaire ou le burnup sont appréciables et justifient à nouveau des stratégies du type "mixed bundle" évoqué pour le Th/Pu. Mais les mêmes limites thermohydrauliques restent à apprécier, et nous nous concentrerons par conséquent sur l'étude des chargements homogènes dans la suite.

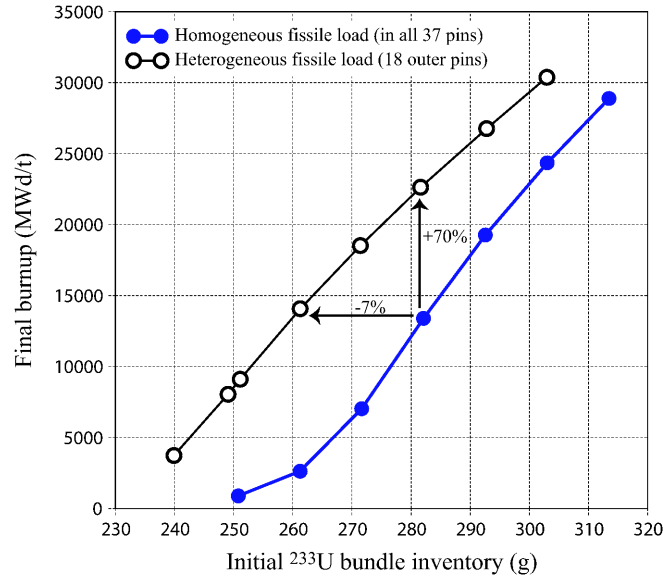


FIG. 3.2 – Gains apportés par l'hétérogénéité du chargement sur l'inventaire initial d' ^{233}U et le burnup final d'un CANDU Th/ ^{233}U .

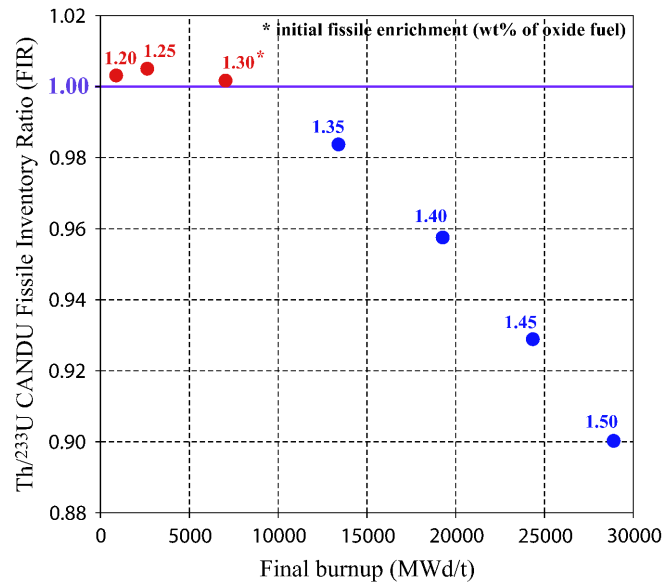


FIG. 3.3 – Valeurs couplées de FIR et de burnup final obtenues en CANDU Th/ ^{233}U pour des enrichissements homogènes allant de 1.20 à 1.50 wt%.

3.2.2 Conversion et sûreté du cœur standard et homogène

Le compromis habituel entre burnup final et FIR apparaît clairement sur la figure 3.3 identifiant trois cas légèrement sur-générateurs (en rouge) et quatre autres sous-générateurs (en bleu) à des degrés divers mais toujours intéressants sur le plan économique d’après les objectifs du chapitre 1. Autour du cas de référence enrichi à 1.35 wt%, on identifie deux extrêmes qui méritent plus ample description. Le premier, enrichi à 1.30 wt%, est exactement régénérateur (FIR de 1.00 environ) avec un burnup faible mais qui reste acceptable de 7000 MWj/t. Un burnup plus de 4 fois supérieur (29000 MWj/t) est obtenu avec un enrichissement de 1.50 wt% seulement, mais au prix d’une conversion plus basse de 10 % (FIR de 0.90). Le cas de référence enrichi à 1.35 wt% apparaît ainsi comme un choix intermédiaire plus proche de l’optimum économique, avec par rapport au régénérateur un burnup double (14000 MWj/t), une légère perte de conversion (FIR de 0.98) et un inventaire fissile total de 1.3 t (pour un cœur de 650 MW_e) caractéristique des systèmes régénérateurs à spectre thermique et favorable à un déploiement rapide à partir d’un stock d’²³³U limité. Cependant cet intérêt est à nuancer par la prise en compte des modalités de recyclage, la quantité totale de fissile nécessaire devant être augmentée en proportion du temps passé en dehors du cœur.

Des valeurs pratiquement constantes de FTC et de CVR sont évaluées sur tout le cycle du CANDU Th/²³³U de référence à environ -1.0 pcm/K et 1000 pcm respectivement. En comparaison des combustibles Th/Pu et ^{nat}U, le CANDU Th/²³³U a les valeurs les plus basses de FTC (négative) et de CVR (positive) i.e. les plus avantageuses¹ du point de vue de la sûreté. Cela s’explique pour le FTC par l’absence de ²³⁹Pu, et pour la CVR par une dépendance en énergie des sections efficaces de fission du ²³²Th et de l’²³³U moins “réactive” que celle de l’²³⁸U et du ²³⁹Pu dans le cas d’un durcissement du spectre associé à la vidange du caloporteur. Plus précisément, comme le montre la figure 1.3 (b), le seuil de fission effectif (correspondant à un facteur de reproduction $\eta \geq 0.1$) du ²³²Th est à 1.2 MeV (au lieu de 0.8 MeV pour l’²³⁸U) tandis que le facteur η de l’²³³U augmente plus lentement que celui du ²³⁹Pu avec l’énergie des neutrons. Enfin, en ce qui concerne la comparaison avec l’^{nat}U et comme on l’a déjà vu en 3.1.1, l’intégrale de résonance de la capture du ²³²Th (80 barn) est inférieure à celle de l’²³⁸U (280 barn) et contribue ainsi à réduire l’impact sur la CVR de l’augmentation du facteur anti-trappe p analysé en 2.2.1 (second effet décrit).

3.2.3 Evaluation de la sensibilité aux données nucléaires

La grande sensibilité constatée de la conversion du CANDU Th/²³³U à l’enrichissement nous amène à évaluer les incertitudes liées aux données nucléaires dans ce cas précis, puis de les conserver en première approximation pour toutes les études suivantes. Les deux paramètres-clés dans ce but sont le k_∞ et l’inventaire d’²³³U dont les évolutions sont représentées sur la figure 3.4 pour des jeux de données nucléaires allant de la base ENDF/B-VI.8 complète (que nous utilisons par défaut) à la base ENDF/B-VII.0 complète également. Afin d’éviter tout écart autre que celui issu des données nucléaires et qui serait en particulier produit lors de l’intégration numérique, le pas de temps maximal autorisé est limité pour cette seule étude à 20 jours (500 MWj/t environ). La figure

¹Sachant encore une fois que ces deux contre-réactions ne suffisent pas, loin de là, à caractériser globalement toute la sûreté du système lors de possibles accidents (cf. chapitre 5).

3.4 (a) montre d'abord clairement que la pente du k_∞ est beaucoup moins raide dans le cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$ que dans le cas ^{nat}U (également représenté pour la comparaison). Ceci est une caractéristique générale bien connue de tout combustible basé sur le thorium, en particulier lorsqu'il est utilisé en CANDU [21]. Du fait d'un bien meilleur facteur de reproduction η en spectre thermique (cf. 1.2.1), le combustible thorium bénéficie d'une meilleure conversion que l'uranium en CANDU : cela rend la chute de réactivité plus lente dans le cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$, ce qui implique (quasi-graphiquement) une incertitude plus élevée sur le burnup final typiquement déterminé par l'intersection de la courbe du k_∞ avec un seuil dit de criticité (cf. 2.2.1). En utilisant le même genre d'analyse graphique, il est possible d'estimer le niveau d'incertitude sur le burnup d'après les écarts constatés entre ENDF/B-VI.8 et VII.0 sur la figure 3.4 (a) puis celui sur le FIR en utilisant la figure 3.4 (b).

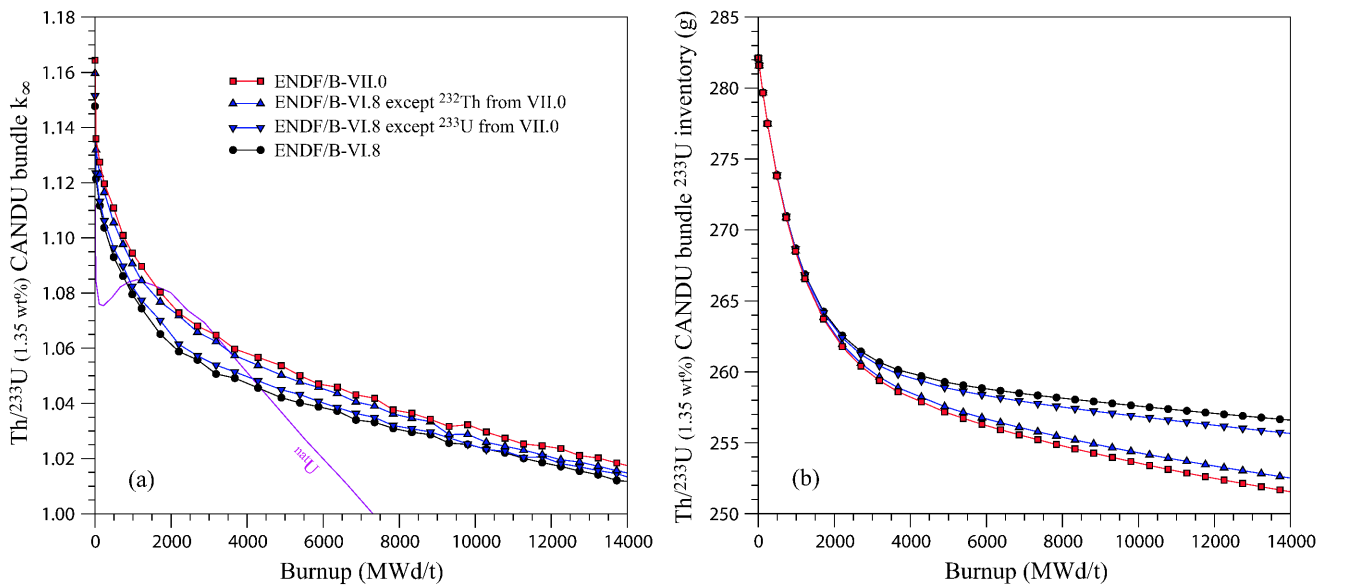


FIG. 3.4 – Evolutions du k_∞ (a) et de l'inventaire d' ^{233}U (b) d'un bundle du CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ de référence obtenues à partir de différents jeux de données nucléaires.

Incertitudes liées aux sections efficaces du ^{232}Th et de l' ^{233}U

La figure 3.4 (a) identifie clairement les différences entre les deux versions comparées du ^{232}Th et de l' ^{233}U comme causes principales du désaccord entre ENDF/B-VI.8 et VII.0 sur le k_∞ , et montre en outre que leurs impacts ne s'annulent pas mais s'ajoutent. La réactivité obtenue à mi-cycle (7000 MWj/t) est plus élevée d'environ 1500 pcm avec la version VII.0 qu'avec VI.8, et plus de 80 % de cet écart est imputable au ^{232}Th (qui a fait l'objet des modifications les plus lourdes lors de la dernière évaluation, en particulier au niveau de ses paramètres de résonance, et dont la probabilité globale de capture s'en est trouvée amoindrie). La méthode "k-average" montre aisément que le burnup est augmenté d'environ 30 % avec VII.0, ce qui illustre bien la sensibilité des performances du thorium à ses données nucléaires. 3000 MWj/t est ainsi une estimation majorante de notre incertitude sur le burnup du CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$, pour un domaine d'intérêt compris entre 7000 et 14000 MWj/t.

La figure 3.4 (b) montre qu'à partir de la même valeur initiale de 282 g (par bundle), l'inventaire d' ^{233}U cumule en fin de cycle un désaccord d'environ 2 % entre les évaluations VI.8 et VII.0 (avec la valeur minimale donnée par cette dernière, qui minimise en effet le taux de capture du ^{232}Th). Par rapport à ce que produirait l'évaluation VII.0 plus récente (et vraisemblablement plus précise), notre base par défaut VI.8 a donc tendance à nous fournir des valeurs sous-estimées de burnup final (et à l'inverse sur-estimées de FIR). Une simple lecture de la figure 3.4 (b) permet d'estimer une incertitude associée d'environ 0.02 sur le FIR, cohérente avec la valeur fournie par projection de 3000 MWj/t sur la courbe de la figure 3.3 entre les cas enrichis à 1.30 et 1.35 wt%.

Autres sources d'incertitudes, récemment mesurées par l'IN2P3

Que ce soit dans le cadre du programme interdisciplinaire PACEN (Programme sur l'Aval du Cycle et l'Energie Nucléaire) du CNRS ou du groupement de recherche AREVA-CEA-CNRS-EDF GEDEPEON (GESTion des DEchets et Production d'Energie par des Options Nouvelles), l'IN2P3 a vu depuis quelques années se développer des liens de plus en plus forts entre les études de systèmes et de scénarios d'une part et les mesures des données nucléaires nécessaires à ces exercices de simulation d'autre part. Il y a encore beaucoup de travail à faire à l'interface entre ces deux disciplines (très différentes et encore trop découplées) et dans les deux sens : de la simulation vers la mesure pour une identification efficace des données les plus utiles², et dans l'autre sens pour une utilisation optimale des nouvelles évaluations. Dans ce contexte, la petite analyse précédente des incertitudes sur nos principaux résultats n'a la prétention d'être ni précise ni exhaustive. Pour ce faire, il faudrait commencer par analyser de façon plus détaillée les dernières mesures réalisées par diverses équipes de l'IN2P3 (souvent dans le cadre de thèses) sur le cycle thorium comme par exemple :

- La mesure de la **section efficace de capture du ^{233}Pa** (qui détermine, en compétition avec sa période de désintégration de 27 jours environ, le niveau de perte d' ^{233}U potentiel) via la réaction de transfert $^{232}\text{Th}(^3\text{He},p)$ essentiellement réalisée sur le Tandem de l'IPNO par le groupe Aval du Cycle et Energie Nucléaire du CENBG [69].
- La mesure de la **section efficace (n,2n) du ^{232}Th** (voie essentielle de production de l' ^{232}U , à l'origine d'une émission γ de haute énergie détaillée au chapitre 4) par temps de vol sur le faisceau blanc et pulsé de neutrons de l'installation GELINA à Geel, avec une précision optimisée à 5% par le groupe GRACE de l'IPHC [70].
- La mesure des **rendements de fission induite par neutrons thermiques de l' ^{233}U** (intervenant dans le calcul précis de l'absorption neutronique, de la puissance résiduelle et de la radiotoxicité liées aux produits de fission) sur le spectromètre Lohengrin de l'ILL, avec un soin tout particulier apporté aux rendements massiques des fragments de fission les plus lourds (et les moins bien connus) par le groupe du LPSC en collaboration avec d'autres laboratoires de l'IN2P3 (IPNO et CENBG) et du CEA (Saclay et Cadarache) [71].

3.2.4 Scénario “REP \rightarrow CANDU Th/Pu \rightarrow CANDU Th/ ^{233}U ouvert”

Pour compléter notre évaluation des réacteurs CANDU Th/Pu et Th/ ^{233}U “once-through”, il est intéressant d'évaluer l'économie qui serait réalisée sur la ressource ^{nat}U par leur déploiement selon

²Sans pour autant justifier l'étude et la mesure des propriétés nucléaires par leurs seules applications pratiques, au détriment de toute recherche fondamentale.

un scénario symbiotique type. Ce simple indicateur de l'économie d' ^{nat}U par rapport à un parc de référence (composé par exemple uniquement de réacteurs CANDU ^{nat}U) ne nécessite pas l'emploi de codes de calcul de scénarios aussi sophistiqués que COSI (développé au CEA [72] et permettant dans le dimensionnement détaillé du cycle du combustible) ou OSCAR (développé plus récemment au LPSC [73] et spécialisé dans l'optimisation sous contraintes des différentes "strates" qui composent un parc). Un calcul "à la main" suffit en effet à extraire progressivement ce gain d' ^{nat}U pour un scénario donné à partir de quelques résultats obtenus sur les systèmes étudiés jusqu'à présent. Le scénario retenu est décrit par la figure 3.5 et le calcul du gain d' ^{nat}U va être décomposé en deux étapes pour plus de clarté : d'abord sur les deux premières strates et finalement sur l'ensemble.

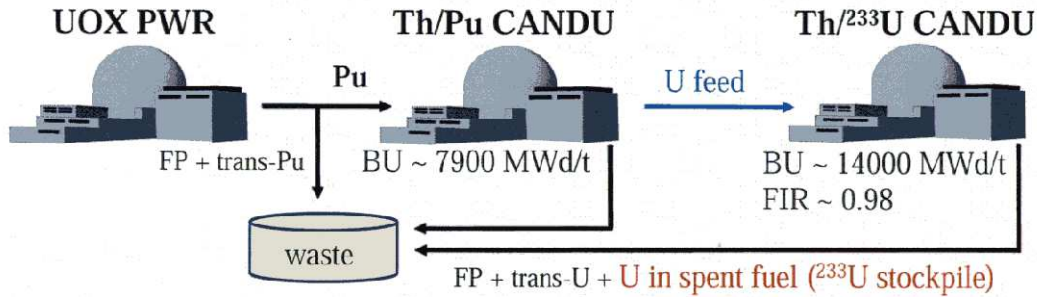


FIG. 3.5 – Scénario symbiotique “REP → CANDU Th/Pu → CANDU Th/ ^{233}U ouvert”, dans lequel des REPs UOX alimentent des CANDUs Th/Pu (2.00 wt%) et Th/ ^{233}U (1.35 wt%).

Sur les deux premières strates REP et CANDU Th/Pu

L'idée de base est de calculer l'énergie thermique (en MWj) produite par ces deux premières strates à partir d'une tonne d' ^{nat}U métal (utilisée pour fabriquer du combustible UOX pour la première strate REP, dont le Pu alimente ensuite la seconde strate CANDU Th/Pu). En négligeant la perte d' ^{235}U qui se retrouve dans l'uranium dit appauvri à 0.2 at% après fabrication de l'UOX, on évalue aisément que notre tonne initiale d' ^{nat}U métal fournit environ 200 kg d'UOX métal (enrichi à 3.5 at%). D'après nos calculs REP du chapitre 2 (burnup estimé à 45 MWj/kg), l'utilisation de ces 200 kg libère une énergie de 9000 MWj et produit 2 kg de Pu UOX-5 à partir desquels on peut fabriquer 88 kg de Th/Pu métal enrichi à 2.20 at% (correspondant à l'oxyde enrichi à 2.00 wt% et alimentant la seconde strate CANDU Th/Pu de notre scénario). L'énergie supplémentaire libérée par la seconde strate (dont le burnup est de 7.9 MWj/kg) est ainsi estimée à 700 MWj environ, soit un burnup global sur ces deux premières strates de **9700 MWj** par tonne d' ^{nat}U directement comparable aux 7500 MWj/t d'un scénario “100 % CANDU ^{nat}U ”. On en déduit, à ce stade de notre scénario, une réduction (à énergie totale libérée identique) de 22 % de la consommation d' ^{nat}U .

Ajout de la troisième et dernière strate CANDU Th/ ^{233}U

Avant de calculer l'énergie supplémentaire libérée dans la dernière strate, il est possible d'évaluer le nombre de cycles Th/Pu nécessaires à la production d'un inventaire fissile initial complet (1.3 t)

pour un CANDU Th/ ^{233}U (de 650 MW_e). Avec 20 MWj/t par JEPP, un cycle CANDU Th/Pu de burnup 7900 MWj/t libère 0.7 GWe.an et produit donc 0.47 t d' ^{233}U d'après le tableau 3.1 : un peu moins de 3 de ces cycles Th/Pu sont donc nécessaires pour démarrer un CANDU Th/ ^{233}U .

D'après le rendement de 25 % établi en 3.1.2, les 2 kg de Pu UOX-5 utilisés en CANDU Th/Pu de référence fournissent 0.5 kg d' ^{233}U soit 33 kg de combustible Th/ ^{233}U métal (enrichi à 1.53 at% des noyaux lourds ou 1.35 wt% de l'oxyde complet), qui ajoutent compte tenu d'un burnup de 14000 MWj/t une énergie d'environ **500 MWj** (soit en tout 10200 MWj par tonne d' ^{nat}U métal). Le gain d' ^{nat}U par rapport au scénario "CANDU ^{nat}U " de base s'élève ainsi à 26 % avec ce premier scénario "REP UOX-CANDU thorium ouvert". Un tel scénario de type "throw-away" (^{233}U jamais recyclé) pourrait donc être rentable à condition que le surcoût lié à la fabrication des combustibles thoriés n'excède pas le montant de l'économie d' ^{nat}U réalisée. Même s'il s'avérait plus cher, il pourrait malgré tout rester attractif dans la mesure où il permet à la fois de gérer l'accumulation de plutonium et d'amorcer la transition au cycle thorium. Il faut également envisager la possibilité de récupérer ultérieurement l' ^{233}U produit (scénario de type "lay-away"). En conclusion, ces petits calculs de coin de table ne suffisent bien évidemment pas à l'étude complète (et très complexe) d'un véritable scénario (depuis la fabrication du combustible jusqu'à son retraitement, recyclage et stockage) mais ont le mérite de se faire simplement "à la main" et permettent de mieux comprendre dans leur globalité l'utilité et l'impact de la plupart des résultats de nos études de systèmes.

3.3 Caractérisation du multirecyclage en CANDU Th/U

Les performances exceptionnelles du CANDU pour la haute conversion en cycle thorium ne prennent tout leur intérêt que dans le cadre d'un multirecyclage de l'uranium (concentré en ^{233}U particulièrement bien régénéré). Le mode "once-through" peut devenir intéressant à la condition d'un surcoût de fabrication du combustible inférieur à 30% (ou d'un prix de l' ^{nat}U supérieur d'autant à son prix actuel), mais seul le multirecyclage exploite pleinement la faculté qu'a le CANDU de maintenir son inventaire d' ^{233}U quasi-constant en le ré-utilisant [74]. Un procédé d'extraction envisageable à cet effet serait le THOREX qui sépare en phase aqueuse thorium et uranium des autres actinides et des produits de fission, encore expérimental mais de technologie proche du PUREX utilisé pour le cycle uranium [22]. Des difficultés spécifiques³ pourraient néanmoins le rendre trop cher. Une alternative possible serait un retraitement simplifié de type "sec", comme le procédé AIROX : après plusieurs phases alternées d'oxydation (par de l'O₂ à 400 °C) et de réduction (par de l'H₂ à 600 °C), le combustible oxyde se décompose en une fine poudre qu'on peut ainsi séparer de sa gaine et de laquelle on peut en outre extraire les produits de fission gazeux et volatiles [75]. Ce procédé a déjà été utilisé dans le cadre de la stratégie canadienne et coréenne DUPIC (Direct Use of spent PWR fuel In CANDU) et récemment considéré pour des cycles Th/Pu en CANDU [76]. Une autre option étudiée par l'AECL depuis plusieurs décennies est la précipitation sélective du thorium, ajustée par le pH après dissolution dans l'acide nitrique.

³La dissolution du thorium dans l'acide nitrique est limitée et nécessite un ajout d'acide fluorhydrique (HF en solution aqueuse) particulièrement corrosif et toxique.

3.3.1 Résultats de simulation cycle par cycle

Mais il s'agit moins ici de discuter les conditions de la compétitivité d'un tel multirecyclage que de caractériser son fonctionnement sur le plan neutronique. Le cas régénérateur est précisément décrit à cet effet, puis comparé à un cas légèrement sous-générateur au burnup optimisé. Pour chaque cas, plusieurs dizaines de cycles ont été simulés de façon à atteindre le quasi-équilibre de la composition du combustible situé après un burnup total de 400 GWj/t environ. La composition isotopique de l'uranium utilisé en début de premier cycle (et pour compléter le combustible recyclé en cas de sous-génération) est celle obtenue en sortie du CANDU Th/Pu enrichi à 2.72 wt% (p_i pour ^{23i}U) : $p_2 = 0.11$, $p_3 = 92.20$, $p_4 = 7.00$, $p_5 = 0.64$ et $p_6 = 0.05$ at% (vecteur proche de celui extrait d'une couverture thorium de RNR [48], ce qui permet d'envisager également cette provenance).

Gain important sur le burnup entre cas de référence et cas optimisé

Dans le premier cas (régénérateur) Th/U, l'enrichissement est fixé à 1.40 wt% pour cet uranium, qui est entièrement extrait à la fin de chaque cycle et réinjecté après deux ans⁴ de refroidissement. En outre, la masse initiale de combustible dans ce cas est toujours ajustée par ajout de thorium à la même valeur au début de chaque cycle. La figure 3.6 (a) montre que les valeurs de burnup final (environ 5000 MWj/t) sont encore plus faibles que dans le cas "once-through", notamment à cause des absorptions stériles de l'uranium dont le vecteur isotopique est plus complexe. Malgré un retraitement simple sans ajustement de l'alimentation en uranium (entièrement ré-injecté), on remarque que le burnup change très peu (moins de 2 %) d'un cycle à l'autre.

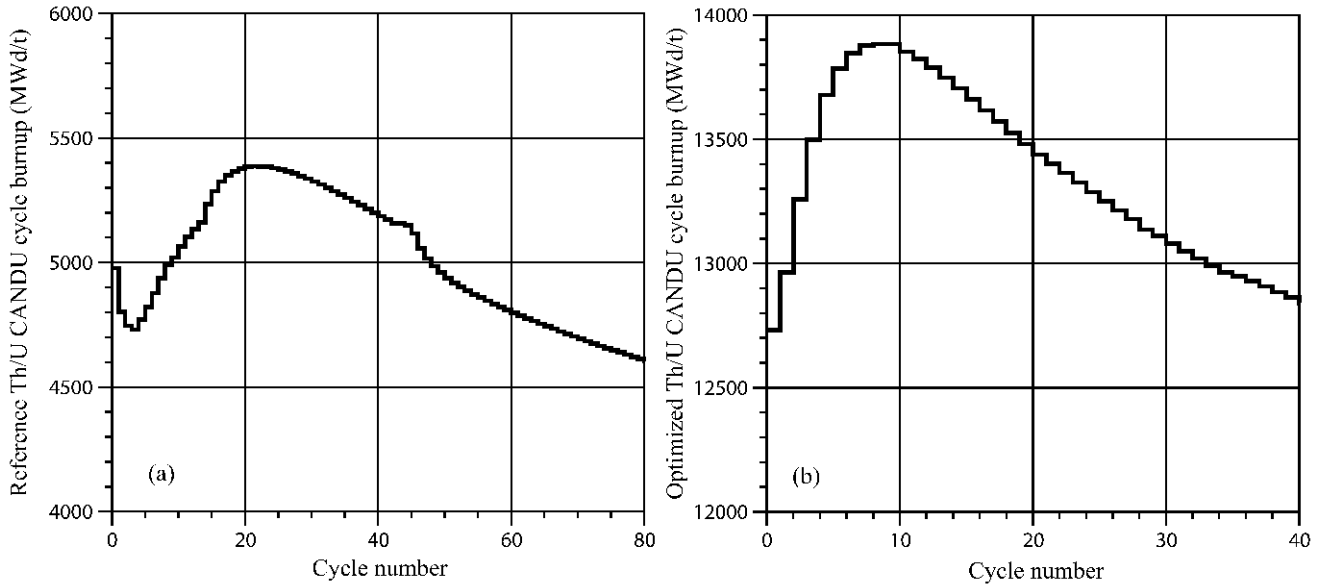


FIG. 3.6 – Valeurs de burnup final obtenues cycle par cycle pour (a) le cas régénérateur (enrichi à 1.40 wt%) et (b) le cas sous-générateur optimisé (enrichi à 2.77 wt% dans les 18 crayons extérieurs).

⁴Cette durée ne tient pas compte du temps nécessaire en pratique à l'extraction et la re-fabrication : elle ne sert en effet qu'à déterminer la composition d'équilibre et il est vérifié qu'elle est suffisamment longue pour cela.

Pour augmenter le burnup par cycle vers des valeurs plus compétitives, une option consiste à exploiter l'hétérogénéité du chargement fissile (cf. 3.2.1) : une configuration dont les 18 crayons extérieurs sont chargés en Th/U enrichi à 2.77 wt% (les autres ne contenant que du thorium) est ainsi retenue. Le cœur est alors légèrement sous-générateur, ce qui nécessite d'être compensé par l'ajout à l'uranium recyclé d'uranium venant du CANDU Th/Pu enrichi à 2.72 wt% au début de chaque cycle (en proportion constante de 4.0 wt% de l'uranium total introduit). Comme indiqué par la figure 3.6 (b), le niveau de burnup par cycle augmente significativement jusqu'à environ 13000 MWj/t à l'équilibre. Comme déjà mentionné, un tel chargement hétérogène pourrait poser (surtout en début de cycle) des problèmes de pic de puissance. Un cas intermédiaire ne posant pas de tels problèmes est basé sur un chargement Th/U homogène enrichi à 1.45 wt% [9]. Il est également sous-générateur (nécessitant un ajout d'uranium extérieur réduit à 2.5 wt% du total) et atteint un niveau de burnup de l'ordre de 11000 MWj/t, ce qui reste acceptable.

Gain limité sur la conversion via la piste de gestion axiale du ^{233}Pa

Une autre possibilité (envisagée par l'AECL dans les années 70 [77]) est d'exploiter la flexibilité offerte par le rechargement en ligne du CANDU pour minimiser les captures sur le ^{233}Pa avant sa désintégration en ^{233}U , en transférant les bundles les plus irradiés (et donc chargés en ^{233}Pa) de préférence en bout d'assemblage où le flux est plus faible. Mais cette solution s'avère après examen bien moins intéressante qu'il n'y paraît. La proportion des disparitions du ^{233}Pa par capture (plutôt que par désintégration) au début du premier cycle du CANDU Th/U régénérateur n'atteint en effet que 1.3 %, d'après sa section efficace moyenne (21 barn, inférieure à sa valeur thermique de 53 barn) et le flux total dans le combustible à ce niveau de puissance standard ($1.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Diviser par deux dans le meilleur des cas le flux moyen vu par le ^{233}Pa ne réduirait donc qu'à 0.6% cette proportion déjà faible, dont l'impact sur le FIR est de toute façon négligeable (20 g de ^{233}Pa pour 250 g d' ^{233}U par bundle en fin de cycle). Un avantage de ce faible inventaire de ^{233}Pa est de limiter "l'effet protactinium", i.e. l'apport de réactivité par désintégration du ^{233}Pa en ^{233}U à l'arrêt.

3.3.2 Etude de l'impact neutronique du multirecyclage

Le multirecyclage s'est révélé étonnamment simple à simuler (du point de vue des contraintes de fonctionnement). Dans le cas régénérateur par exemple, il suffit de ré-injecter l'intégralité de l'uranium (en le complétant par du thorium) pour que des cycles de burnups proches s'enchaînent tout en respectant la contrainte de criticité à puissance constante. On propose d'expliquer cette robustesse de fonctionnement (vérifiée dans tous les cas) plus en détail dans le cas régénérateur.

Constat : ^{233}U , seul inventaire constant de l'uranium

La figure 3.7 fournit le principal élément de réponse en montrant que tous les isotopes de l'uranium atteignent progressivement un équilibre après environ 400 GWj/t cumulés (soit environ 80 cycles de 5000 MWj/t en moyenne), sauf l' ^{233}U dont la quantité semble rester constante depuis le départ. L'évolution sensible du vecteur isotopique de l'uranium à partir de son état initial est simplement expliquée par la différence entre le spectre du CANDU Th/U et celui du CANDU Th/Pu (plus dur du fait de l'absorption thermique plus élevée du plutonium). Par exemple, l' ^{232}U est moins

produit par $^{232}\text{Th}(n,2n)$ dans le spectre plus doux du Th/U et voit ainsi son inventaire décroître de 0.29 g (à la fin du premier cycle) à 0.15 g à l'équilibre (soit environ 300 ppm de l'uranium). Seul l'inventaire d' ^{233}U est pratiquement constant, décroissant sur chaque cycle de 270 g (valeur indiquée sur la figure 3.7) à 250 g. L'inventaire de Pa^{233} (nul à chaque début de cycle) atteint 20 g à la fin des premiers cycles (18 g à la fin des cycles proches de l'équilibre). Le BR est ainsi proche de 1 dès la fin du premier cycle, pour lequel une valeur de 1.02 est calculée par MCNP/MURE comme le rapport du taux de production d' ^{233}U par désintégration du ^{233}Pa ($1.54 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$, par bundle) sur le taux d'absorption de l' ^{233}U ($1.51 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$: produit des 1.075 mol d' ^{233}U , de ses 119 barn d'absorption moyenne et d'un flux total de $1.96 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$). Le BR ne diminue que jusqu'à 0.99 à 400 GWj/t, comme le rapport de $1.38 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ (18 g de ^{233}Pa) sur $1.40 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ (1.076 mol d' ^{233}U , 113 barn d'absorption moyenne et flux total de $1.91 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

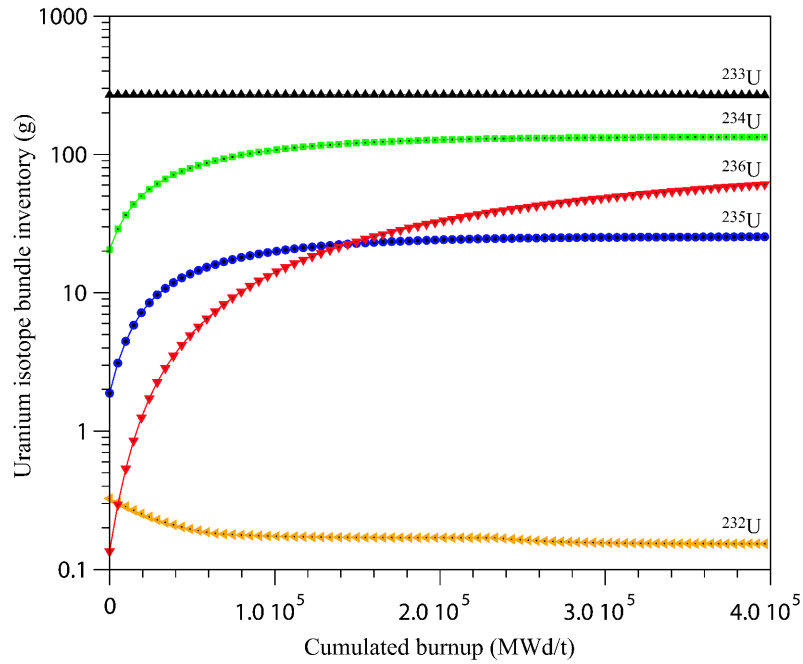


FIG. 3.7 – Evolution de l'inventaire des isotopes de l'uranium (par bundle) dans le cas régénérateur du CANDU Th/U (1.40 wt%) avec le burnup (les points indiquent les valeurs en début de cycle).

Analyse : ^{233}U , contributeur essentiel au bilan neutronique

La caractéristique remarquable de l'inventaire d' ^{233}U qui reste à peu près constant même à l'issue d'un burnup très élevé peut s'expliquer après un examen minutieux de l'impact neutronique de chaque isotope de l'uranium. D'après une idée proposée à l'origine pour l'étude des contraintes de la transmutation [78], notons D_i le nombre total de neutrons produits (négatif en cas de plus grande consommation) à l'issue de la disparition complète de l'isotope i , soit par sa fission directe (qui produit ν_i neutrons) soit par la fission de l'un de ses descendants de capture. Ce nombre D_i est calculé au début du premier cycle du CANDU Th/U régénérateur pour chaque isotope i de

l'uranium entre l' ^{233}U ($i=3$) et l' ^{236}U ($i=6$), comme la somme (pondérée des probabilités) de toutes les “productions” possibles (fission ou capture) dans sa chaîne de disparition. Avant les résultats, le tableau 3.2 fournit les données de base (tel le rapport α_i des sections efficaces de capture et de fission) nécessaires à un tel calcul, qui se décompose comme suit pour D_5 :

$$D_5 = \frac{\nu_5 - 1}{1 + \alpha_5} + \frac{\alpha_5}{1 + \alpha_5}(-1 + D_6) \quad (3.3)$$

avec la production de neutrons de la fission directe pondérée par sa probabilité, suivie de celle de la capture. Dans cette dernière intervient logiquement D_6 qu'on écrit de façon analogue :

$$D_6 = \frac{\nu_6 - 1}{1 + \alpha_6} - \frac{\alpha_6}{1 + \alpha_6} \quad (3.4)$$

après avoir vérifié qu'on pouvait négliger la production de neutrons de l' ^{237}U (qui ne représente que 10^{-4} wt% de l'uranium en toute fin de cycle et qui se désintègre très rapidement en ^{237}Np non recyclé). D'inventaire et d'impact neutronique extrêmement faibles, l' ^{232}U présente également une production négligeable. En ajoutant les valeurs D_i du tableau 3.2 pondérées par leurs proportions p_i dans l'uranium initial données en 3.3.1, on trouve alors que la production globale notée D_{456} des isotopes ^{234}U , ^{235}U et ^{236}U est complètement négligeable (quelques 10^{-4}) devant celle de l' ^{233}U (qui vaut $p_3 D_3 = 1.16$). Cela reste vrai sur un très long intervalle de burnup, avec $D_{456} = -0.08$ et $p_3 D_3 = 0.69$ à 400 GWj/t pour un vecteur associé de 55.1, 27.3, 5.2 et 12.4 at% d' ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U et ^{236}U respectivement (assez proches des proportions de 62, 23, 5 et 10 at% estimées à l'équilibre d'un multirecyclage Th/U par l'AECL dans les années 70 [77]). Les isotopes ^{234}U , ^{235}U et ^{236}U sont donc “transparents” : l' ^{233}U détermine (presque) seul le bilan neutronique. Ainsi, imposer la criticité (comme dans nos simulations où chaque valeur de burnup est le résultat d'une contrainte de criticité exercée sur le cœur complet) revient à imposer un inventaire d' ^{233}U constant.

Uranium isotope i	Capture to fission cross-section ratio α_i	Neutron yield ν_i per fission of i	Neutron yield D_i per complete fission of i and daughters
^{233}U	0.10	2.50	1.26
^{234}U	63.6	2.57	-0.07
^{235}U	0.19	2.44	0.91
^{236}U	31.5	2.53	-0.92

TAB. 3.2 – Rapports “capture sur fission” α_i et nombres de neutrons ν_i et D_i produits respectivement par fission simple et complète (i.e. descendants inclus) des isotopes de l'uranium au début du premier cycle du CANDU Th/U (1.40 wt%) régénérateur.

3.3.3 Scénario “REP → CANDU Th/Pu → CANDU Th/U fermé”

La figure 3.8 décrit une version “multirecyclée” possible du scénario “CANDU ouvert” (étudié en 3.2.4). Les deux dernières strates de ce scénario “CANDU fermé” sont basées sur des versions optimisées de CANDU thorium : la deuxième sur le CANDU Th/Pu homogène enrichi à 2.72 wt% (burnup allongé à 21500 MWj/t) et la troisième sur le CANDU Th/U sous-générateur hétérogène (enrichi à 2.77 wt% dans les 18 crayons extérieurs). Le burnup typique de ce dernier est évalué à 13000 MWj/t d’après la figure 3.6, et son FIR à environ 0.97 d’après [9]. Dans le même travail de thèse, ce scénario a été calculé en détail sur l’ensemble de sa mise à l’équilibre à l’aide du code OSCAR précédemment évoqué et utilisé pour l’évaluation de nombreux autres scénarios [64].

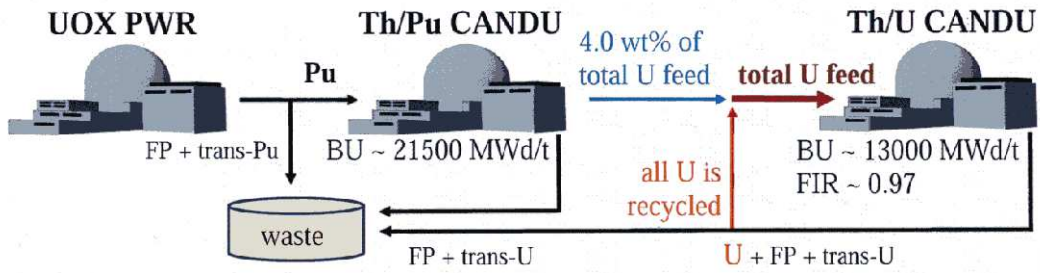


FIG. 3.8 – Scénario symbiotique “REP → CANDU Th/Pu → CANDU Th/U fermé”, dans lequel des REPs UOX alimentent des CANDUs optimisés Th/Pu (2.72 wt%) et Th/U (multirecyclé et à chargement hétérogène, enrichi à 2.77 wt% dans les 18 crayons extérieurs).

Bien qu’un code comme OSCAR produise un grand nombre de résultats (dont l’historique de déploiement des différentes strates), on se concentre ici sur le seul indicateur utilisé dans ce mémoire pour comparer (très partiellement) les scénarios : la consommation d’ ^{nat}U , évaluée à 42 t/GW_e.an par OSCAR à l’équilibre du scénario “CANDU fermé” (contre le chiffre bien connu de 130 t/GW_e.an pour le scénario “CANDU ^{nat}U ” de base). Ce dernier chiffre peut se retrouver facilement en inversant le burnup standard d’un CANDU ^{nat}U (7500 MWj/t) et en le corrigeant du rendement thermique (32 %) et du facteur de charge (85 %) typiques du CANDU-6 d’après [55]. En comparaison du scénario “CANDU ^{nat}U ” de base, la consommation d’ ^{nat}U est donc réduite de 68 % à l’équilibre de ce scénario fermé et optimisé. Des gains plus élevés (jusqu’à 90 %) sont possibles, comme le montrent les scénarios dont les composantes sont à encore plus haute conversion [9]. Mais en contrepartie, ces dernières présentent des niveaux de burnup bien inférieurs et par conséquent des surcoûts liés à la fabrication du combustible probablement prohibitifs.

Chapitre 4

Sous-modération indispensable à la haute conversion en REP

*Il a bossé pendant des jours,
tâchant avec amour d'améliorer le modèle.*
Boris Vian, La java des bombes atomiques

4.1 Production d' ^{233}U en REP Th/Pu

Dans le contexte prévisible (et anticipé depuis plusieurs dizaines d'années) d'une pression forte sur le prix de l'uranium associée à un retard de la génération IV, l'utilisation du thorium en REP est depuis peu ré-envisagée dans le monde entier comme le montre par exemple un rapport récent de l'Argonne National Laboratory [27]. Bien que moins performante qu'en CANDU, cette option est étudiée (y compris expérimentalement) de longue date du fait de son intérêt économique démontré dès les années 70 (en particulier par le MIT [79]). Depuis 2003, la production préalable d' ^{233}U en REP est ainsi étudiée par l'équipe IPNO/LPSC réunie autour de MURE. Bien que l'étude la plus récente sur ce sujet [80] évalue l'option d'un mélange d'oxydes de thorium et d'uranium enrichi en ^{235}U (à 20 at% et aussi à 90 at% mais seulement à titre de comparaison car une telle teneur est désormais interdite par l'AIEA), l'essentiel des résultats porte sur l'utilisation plus intéressante du plutonium recyclé [81]. Comme pour le CANDU, c'est ici cette solution qu'on retient seule et dont on décrit le rendement et les principales caractéristiques de sûreté d'après les dernières études réalisées dans le cadre de la thèse de P. Guillemin [9]. Auparavant, quelques modifications de notre modèle REP (liées au changement de combustible et au recours à la sous-modération) sont précisées.

4.1.1 Éléments de modélisation propres au REP

Comme établi au chapitre 2 pour le REP UOX, l'influence du bore de l'eau sur l'évolution de la composition du combustible reste négligeable. Plus précisément, cette approximation est encore plus valable dans les cas thoriés (avec toujours moins de 2 % d'écart constaté entre les inventaires fissiles en fin de cycle obtenus avec et sans bore). Cela s'explique par l'absorption du thorium plus importante que celle de l'uranium dans la partie thermique du spectre (cf. 3.1.1), partie sur laquelle s'exerce justement l'essentiel de l'impact du bore qui s'en trouve ainsi atténué. Cette atténuation

est encore plus forte dans les cas particuliers du combustible Th/Pu (à l'absorption thermique renforcée par le plutonium) et des cœurs sous-modérés. La même densité de 9.85 g.cm^{-3} et la même température moyenne de 900 K établies pour le CANDU s'appliquent à tous les cas de REP thorium, évalués (sauf précision) à la puissance standard telle que définie au chapitre 2.

Avant d'étudier la sous-modération à puissance volumique constante, il faut tenir compte des limites imposées par la thermohydraulique. Une marge de sécurité suffisante par rapport au passage d'une ébullition nucléée¹ à une ébullition en film (évacuant beaucoup moins bien la chaleur) impose notamment une proportion minimale de caloporteur dans le cœur, en dessous de laquelle la chaleur ne peut plus être correctement évacuée. Un RM minimal de 0.8 (établi par des études préliminaires du CEA pour des REP sous-modérés à puissance standard [82]) est ainsi respecté dans toute la suite. Notons que ce choix d'imposer un niveau de puissance constant tout en sous-modérant implique une augmentation des pertes de charge dans le cœur. Selon [24] et à titre d'exemple, une réduction du RM de moitié (de 2 à 1 environ) doit être compensée par une augmentation du débit massique et donc de la puissance de pompage du caloporteur d'environ 10 et 20 % respectivement.

4.1.2 Performances diverses de conversion et de sûreté

Le combustible Th/Pu a déjà été largement étudié en REP, à des degrés divers de précision. Ainsi une étude simplifiée du CEA dans les années 80 évalue à environ 300 kg/GW_e.an la production d'²³³U d'un cœur initial au chargement homogène unique [83], tandis qu'un travail de thèse réalisé entièrement avec MURE [8] retrouve le même chiffre à partir d'un combustible chargé à 9.5 wt% de Pu "UOX-20" (recyclé après 20 ans de refroidissement) retenu pour assurer une réactivité du vide (même partielle) toujours négative et allonger le burnup final jusque 50 GWj/t environ.

Impact de la sous-modération sur la production d'²³³U

Les études présentées ici utilisent, pour comparaison avec celles du CANDU, le Pu "UOX-5" décrit au chapitre 3. Pour le cas Th/Pu de référence (enrichissement de 9.05 wt% et RM standard de 2.01), on obtient une production d'²³³U de 270 kg/GW_e.an et un burnup final de 50 GWj/t. Une première méthode pour augmenter la production d'²³³U à RM standard consiste à diminuer l'enrichissement du combustible : à 7.25 wt%, il fournit 320 kg d'²³³U par GW_e.an (pour un burnup final réduit à 36 GWj/t). L'autre méthode évaluée est la sous-modération : avec l'enrichissement de référence, le RM est diminué jusqu'à 1.29 en plaçant 336 crayons (19×19 emplacements, dont 25 trous d'eau) dans l'assemblage standard dont seul l'espacement entre crayons est modifié. La production d'²³³U atteint 400 kg/GW_e.an dans ce cas, au prix d'un burnup ramené à 30 GWj/t.

Impact de la sous-modération sur les contre-réactions thermiques

Quels que soient l'enrichissement et le RM (supérieur à 0.8), la CVR de tous les REP Th/Pu étudiés est largement négative (toujours inférieure à -16000 pcm). Notons que contrairement au travail précédent réalisé avec MURE [8], le détail des vides partiels (dont les premiers peuvent être

¹On parle alors de début de crise d'ébullition par caléfaction ou de DNB (Departure from Nucleate Boiling), qui se produit à haut flux thermique et bas titre de vapeur. Au niveau de la conception, on vérifie sur toute la hauteur du cœur que le rapport (DNB Ratio ou DNBR) du flux thermique au DNB sur le flux thermique nominal est supérieur à un minimum (typiquement 1.3 à 110 % de la puissance standard) dit de sécurité et permettant d'éviter le DNB.

positifs malgré une CVR totale négative) n'a pas été calculé dans le cadre de cette exploration mais devra l'être à terme pour les systèmes les plus intéressants. Le FTC du cas de référence (calculé à la température nominale de 900 K, entre 800 et 1000 K) diminue de -2.9 à -3.3 pcm/K au cours du cycle. Notons que ces valeurs typiques du combustible Th/Pu sont proches des résultats d'autres études déjà évoquées (-3.5 pcm/K à l'équilibre du rechargement dans [83] et -3.4 pcm/K sur tout le cycle basé sur du plutonium militaire décrit dans [60]). Le cas optimisé à $RM=1.29$ montre que le FTC est amélioré par la sous-modération : il passe de -3.7 pcm/K en début de cycle à -3.9 pcm/K en fin de cycle grâce à un spectre durci plus favorable aux absorptions résonnantes du thorium, dont l'efficacité stabilisatrice en cas d'augmentation de température est ainsi renforcée.

4.2 Conversion médiocre du REP Th/ ^{233}U faiblement sous-modéré

Comme avec l'uranium, le REP est connu pour avoir une moins bonne conversion que le CANDU avec le thorium [83]. Il s'agit d'abord d'établir dans quelle mesure la conversion est moins bonne en REP qu'en CANDU, à puissance standard et selon le même mode "once-through" Th/ ^{233}U (avec pour le REP un plan de rechargement du cœur à $N=3$ parties classique, déjà décrit au chapitre 2 et utilisé pour les cas Th/Pu). Précisons que le terme "faiblement sous-modéré" est utilisé ici pour décrire tous les cœurs dont le RM reste supérieur à 0.8 afin de satisfaire au critère thermohydraulique du DNBR (détaillé en 4.1.1) à puissance volumique standard inchangée. Après avoir constaté que l'hétérogénéité du chargement fissile et la sous-modération n'apportent pas d'améliorations notables des performances de conversion, nous nuancions quelque peu ce constat d'échec du REP par rapport au CANDU par une comparaison de leurs cycles et scénarios symbiotiques respectifs.

4.2.1 Influence négligeable de l'hétérogénéité fissile

Définissons d'abord le cas REP Th/ ^{233}U qui nous servira de référence dans toute la suite par le chargement homogène enrichi à 3.00 wt% de l'assemblage REP N4 standard ($RM=2.01$), atteignant un FIR relativement faible de 0.56 pour un burnup final de 50 GWj/t. En s'inspirant des études du CANDU Th/ ^{233}U (cf. 3.2.1), une première tentative pour améliorer la conversion est de recourir à une distribution hétérogène du fissile au sein de chaque assemblage. Mais le ralentissement des neutrons est beaucoup plus local dans l'eau légère (caractérisée par une longueur de diffusion de quelques cm seulement due à la section efficace de diffusion élastique particulièrement élevée de l'hydrogène) que dans l'eau lourde, et le contraste spatial du spectre que nous avons exploité en CANDU bien plus faible en REP (sans emplacement vraiment privilégié pour le fissile a priori).

Avec une gestion séparée des zones, l'hétérogénéité fissile est utile

Plus précisément, on constate que la seule hétérogénéité du type de combustible (appelée jusqu'à présent "hétérogénéité fissile") ne suffit pas à améliorer la conversion et doit être associée à d'autres modifications locales, par exemple du rapport de modération ou encore du temps de résidence dans le cœur. Ce sont ces facteurs supplémentaires que le concept RTF (Radkowsky Thorium Fuel [84]) exploite sur deux zones de combustible (fissile/fertile) en leur associant une (sur-/sous-)modération (avec $RM=3.2/1.9$) et un temps de résidence (1 an/10 ans respectivement) spécifiques. Chaque

assemblage constitue une SBU (Seed-Blanket Unit) qui regroupe une zone fissile centrale (alliage de Th/ ^{233}U métal et de zircaloy) et une zone fertile autour (oxyde de thorium et d'uranium enrichi en ^{235}U , pour la dénaturation de l' ^{233}U par l' ^{238}U). L'ensemble de ces caractéristiques assez complexes permet de gérer de façon optimale le combustible selon son type avec des temps de résidence optimisés, sans recyclage (pour réduire à la fois le coût de fabrication du combustible et le risque de prolifération) et une consommation globale d' ^{nat}U réduite d'au moins 20 %.

Avec une gestion classique du cœur, l'hétérogénéité fissile apporte peu

L'efficacité très limitée de la seule hétérogénéité fissile a été vérifiée à RM unique et standard par la comparaison de notre référence REP Th/ ^{233}U homogène à deux cas hétérogènes extrêmes. Dans le premier de ces cas hétérogènes, une zone fissile carrée est au centre (108 crayons enrichis à 7.33 wt% donnant le même inventaire total d' ^{233}U de 17.15 kg par assemblage que dans le cas de référence) et une zone fertile en périphérie (156 crayons restants chargés de ThO_2). Dans le second, les zones sont inversées et l'enrichissement est ajusté à 5.08 wt% pour que l'inventaire total d' ^{233}U reste le même. La figure 4.1 montre que dans ces deux cas la zone fertile qui s'enrichit progressivement en ^{233}U provoque par rapport au cas homogène une "reprise" de la réactivité, particulièrement visible lorsque cette zone est en périphérie. Mais bien que les évolutions du k_∞ soient très différentes (avec une relative symétrie de part et d'autre d'un burnup intermédiaire d'environ 20 GWj/t), leurs conséquences sur le cycle global (toujours évalué au niveau d'un cœur REP complet selon le schéma de calcul décrit au chapitre 2) sont assez proches et les gains par rapport au cas de référence (FIR de 0.56 et burnup de 50 GWj/t) très limités : le FIR n'est ainsi que 0.62 dans le premier cas hétérogène ("inner fissile") et 0.60 dans le second, pour le même burnup final légèrement réduit de 49 GWj/t.

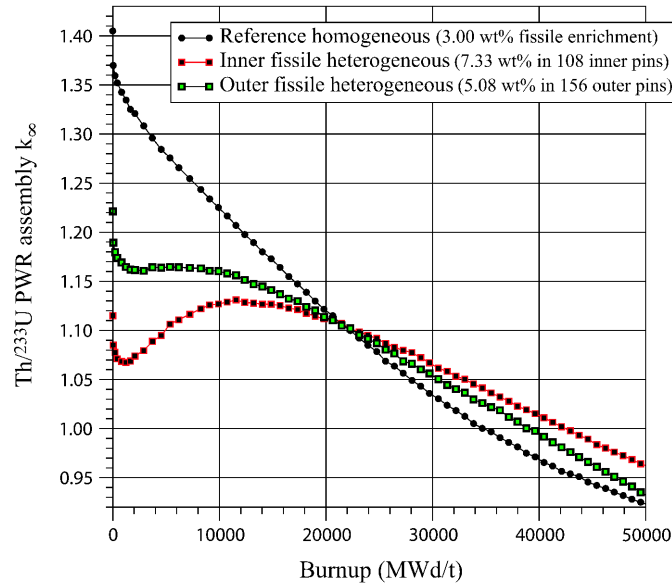


FIG. 4.1 – Influence de l'hétérogénéité du chargement fissile d'un assemblage REP Th/ ^{233}U de RM standard sur l'évolution de son k_∞ avec le burnup. Les 3 assemblages comparés ont le même inventaire fissile initial et la même puissance totale.

4.2.2 Influence limitée de la sous-modération à puissance standard

Décrivons à présent, sur des cas homogènes uniquement, ce qu'apporte la sous-modération. Les valeurs de FIR et de burnup final des cas étudiés sont rassemblées sur la figure 4.2, pour trois types de RM obtenus dans le même type d'assemblage N4 : standard (2.01), faiblement sous-modéré (1.29 avec 336 crayons, déjà décrit et utilisé en 4.1.2) et sur-modéré pour comparaison (3.08 obtenu en espaçant 200 crayons dans l'assemblage pour couvrir 15×15 emplacements, dont 25 trous d'eau). Pour chacun de ces RM, le compromis habituel entre FIR et burnup déjà observé pour le CANDU est retrouvé. Le FIR atteint ainsi 0.63 à $RM=1.29$ avec le même enrichissement de 3.00 wt% que dans le cas de référence, pour un burnup plus faible de 46 GWj/t. Afin de déterminer quel FIR maximal était envisageable à puissance standard, le cas limite $RM=0.8$ (0.78 obtenu en concentrant 416 crayons dans l'assemblage pour couvrir 21×21 emplacements, dont 25 trous d'eau) a été calculé pour un combustible enrichi à 3.00 wt% (point non représenté sur la figure 4.2). Le FIR augmente alors jusqu'à la valeur maximale de 0.80, pour un burnup limité à 33 GWj/t. Tout FIR supérieur à 0.80 n'est donc accessible qu'à la condition d'un RM inférieur à 0.8 et donc d'une puissance volumique du combustible diminuée par rapport à sa valeur standard d'environ 300 W.cm^{-3} de façon à satisfaire la contrainte thermohydraulique du DNBR notamment.

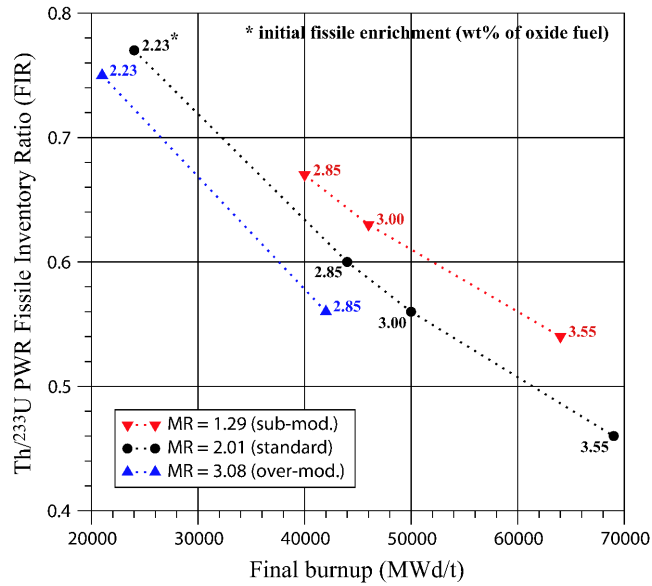


FIG. 4.2 – Valeurs couplées de FIR et de burnup final obtenues en REP Th/²³³U pour divers rapports de modération et enrichissements homogènes.

Analyse neutronique d'un cas faiblement sous-modéré

Pour mieux comprendre l'impact neutronique direct sur la conversion de la sous-modération, les parts de la capture du thorium parmi les absorptions de tous les actinides en début de cycle sont condensées à 2 groupes d'énergie (séparés par la limite classique d'up-scattering à 0.625 eV) et comparées entre le cas le plus sous-modéré et le cas de référence. Dans ce dernier (k_∞ d'environ

1.405), la capture du ^{232}Th représente 17.8 % et 15.7 % des absorptions de neutrons respectivement rapides et thermiques (soit 33.5 % des absorptions d'actinides en tout). Dans le cas à $\text{RM}=0.78$ (k_∞ d'environ 1.364), le taux de capture rapide du ^{232}Th s'élève à 23.6 % tandis que le thermique n'est plus que de 12.7 % (pour un total plus élevé de 36.3 %). Cette augmentation globale du taux de capture du ^{232}Th (indépendante de la diminution du k_∞) illustre clairement le gain de conversion apporté par la sous-modération d'un type de cœur donné (ici celui d'un REP) et l'explique par l'augmentation de sa partie rapide (qui représente les deux tiers du total sous-modéré au lieu de la moitié dans le cas standard). Du fait d'une proportion volumique réduite de modérateur, le ralentissement est en effet moins efficace et les neutrons rapides voient augmenter leur probabilité d'être absorbés (à la fois dans les résonances et globalement).

Amélioration des principales caractéristiques de sûreté

Comme dans les cas Th/Pu, la sous-modération du REP Th/ ^{233}U contribue à améliorer les indicateurs de sûreté retenus pour comparaison (FTC et CVR calculés par MCNP/MURE). Cela s'explique par la capture accrue des résonances du thorium à l'équilibre neutronique, qui les rend plus efficaces encore lorsque la température du combustible augmente par exemple. Dans le cas de référence, la CVR est déjà très fortement négative en début de cycle (-21000 pcm) et toujours inférieure ensuite. La CVR partielle obtenue pour une densité de caloporteur passant de 0.71 à 0.6 g.cm^{-3} évolue entre -500 pcm en début de cycle et -1000 pcm en fin de cycle, tandis que le FTC diminue de -2.1 à -2.4 pcm/K. Dans le cas sous-modéré à $\text{RM}=0.78$, la CVR est encore plus négative (-39000 pcm en début de cycle, et toujours inférieure ensuite). Au cours du même cycle, la CVR partielle (de 0.71 à 0.6 g.cm^{-3}) passe de -2000 à -3000 pcm et le FTC de -3.2 à -5.2 pcm/K.

4.2.3 Éléments d'aval du cycle thorium et comparaison au CANDU

L'attrait principal de l'aval du cycle thorium est la réduction drastique de la quantité des déchets transuraniens produits en cours d'exploitation², de la chaleur de désintégration α et des coûts de stockage associés. Cette caractéristique intéressante du cycle thorium doit néanmoins être nuancée par une activité γ plus intense, liée à ses produits de fission d'une part et à son ^{232}U (sur lequel nous insisterons plus particulièrement) d'autre part. Par rapport au ^{239}Pu , l' ^{233}U a en effet des rendements de fission plus élevés pour certains produits de fission à vie moyenne (par exemple de 300 et 30% pour le ^{90}Sr et le ^{137}Cs respectivement) dont l'activité γ est importante et qui contribuent à l'essentiel des radio-activité et toxicité du combustible utilisé quelques décennies après son déchargement [47].

Mais c'est surtout la production d' ^{232}U qui nuit le plus à l'attractivité du cycle thorium, à cause d'émissions γ de haute énergie très gênantes pour la manipulation du combustible. Par exemple, la désintégration β^- de fin de chaîne du ^{208}Tl conduit ainsi à des émissions γ de 2.6 MeV. La reconstitution rapide d'une telle activité γ après la séparation de l'uranium impose des mesures coûteuses de radioprotection à toutes les étapes de recyclage du combustible.

²Pour une comparaison globale avec d'autres cycles et filières, il faut bien entendu y ajouter les inventaires complets qui restent en fin d'exploitation (mais ce n'est pas le sujet ici).

Voie principale de production d' ^{232}U en REP Th/ ^{233}U

Toutes les voies de production d' ^{232}U sont basées sur la réaction $(n, 2n)$ et peuvent être classées selon cet ordre décroissant de leurs importances : 1. réaction $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ suivie par la réaction $^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$ et la désintégration du ^{232}Pa , 2. réaction $^{233}\text{Pa}(n, 2n)$ suivie par la désintégration du ^{232}Pa et 3. réaction $^{233}\text{U}(n, 2n)$ directe [22]. Au burnup final du REP Th/ ^{233}U de référence, le combustible est proche de l'équilibre. Le taux de production du ^{232}Pa atteint alors $1.3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (par morceau cubique d'assemblage simulé, ici et dans toute la suite) essentiellement via la réaction $^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$. La seconde voie, via la réaction $^{233}\text{Pa}(n, 2n)$, contribue en effet à moins de 0.1 % de ce total. Comme l'équilibre isotopique est pratiquement atteint en cette fin de cycle de référence, le même taux de $1.3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ est obtenu pour la production d' ^{232}U par désintégration du ^{232}Pa (dont l'inventaire est d'environ $3.5 \cdot 10^{-5} \text{ mol}$ et la période 1.31 jours). Avec un taux de production d' ^{232}U via la réaction $^{233}\text{U}(n, 2n)$ de $8.2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, la troisième voie est encore plus négligeable que la seconde. La concentration d' ^{232}U (ainsi produit exclusivement par la capture du ^{231}Pa) dans l'uranium du combustible REP Th/ ^{233}U de référence déchargé est d'environ 3200 ppm (parties atomiques par million).

Comparaison avec la production d' ^{232}U en CANDU Th/U

Le schéma de production de l' ^{232}U tel que détaillé en REP Th/ ^{233}U est, à deux différences près, inchangé en CANDU Th/U (multirecyclé) de référence. La première différence est qu'à cause du multirecyclage de l'uranium seul et de cycles très courts (burnup moyen d'environ 5000 MWj/t dans ce cas de référence, cf. 3.3.1), aucun équilibre ne peut être atteint pour le ^{231}Pa et l' ^{232}U en fin de cycle. Certes l'inventaire d' ^{232}U reste pratiquement constant au cours d'un cycle, mais nos calculs montrent qu'il augmenterait rapidement si le burnup dépassait 5000 MWj/t. Ainsi, à la différence du cycle long du REP, les cycles très courts du CANDU contribuent à minimiser la production d' ^{232}U . La seconde particularité du CANDU par rapport au REP est son spectre plus thermique, qui rend beaucoup moins probable la réaction $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ dont le seuil est à 6 MeV environ. Ces deux effets conjugués expliquent que la concentration d' ^{232}U dans l'uranium du combustible CANDU Th/U déchargé n'est que de 300 ppm, soit environ dix fois moins qu'en REP. Cette valeur bien plus faible doit cependant être relativisée : à titre de comparaison, la concentration minimale d' ^{232}U dans l'uranium considérée comme contamination réelle et imposant une protection radiologique lourde n'est que de 100 ppm [60].

4.2.4 Scénario “REP \rightarrow REP Th/Pu \rightarrow REP Th/ ^{233}U ouvert”

Pour évaluer l'impact global des performances médiocres des REP thorium en conversion (mais obtenues pour des burnups somme toute intéressants), nous procédons comme pour les CANDU en calculant l'économie d' ^{nat}U réalisée (toujours par rapport au scénario “CANDU ^{nat}U ” de base) par le scénario “REP UOX-REP thorium ouvert” (décrit par la figure 4.3). Afin de permettre la comparaison la plus significative possible avec le scénario “REP UOX-CANDU thorium ouvert” du chapitre 3, on se base sur les versions de référence des REP Th/Pu (enrichi à 9.05 wt% et produisant 270 kg d' ^{233}U par $\text{GW}_e \cdot \text{an}$) et Th/ ^{233}U (enrichi à 3.00 wt%). Comme en 3.2.4, le calcul du gain d' ^{nat}U se fait en deux étapes : d'abord sur les deux premières strates, puis sur l'ensemble.

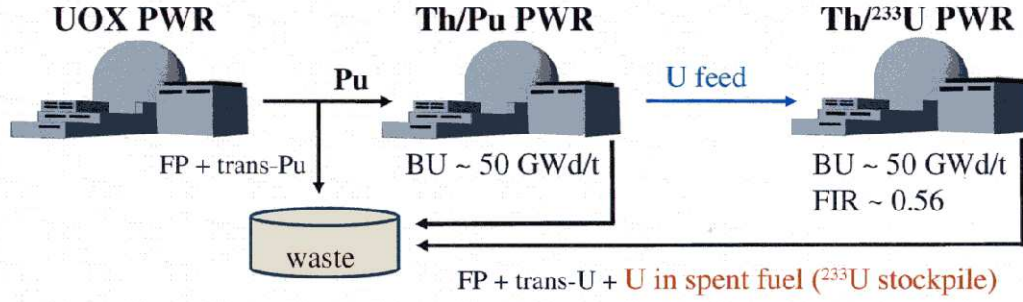


FIG. 4.3 – Scénario symbiotique “REP → REP Th/Pu → REP Th/²³³U ouvert”, dans lequel des REPs UOX alimentent des REPs Th/Pu (9.05 wt%) et Th/²³³U (3.00 wt%).

Sur les deux premières strates REP UOX et Th/Pu

La première strate est inchangée par rapport au scénario “ouvert” du chapitre 3 : la tonne initiale d'^{nat}U métal permet de fabriquer environ 200 kg d'UOX métal (enrichi à 3.5 at%) qui libèrent 9000 MWj et produisent 2 kg de Pu UOX-5 destinés à la seconde strate REP Th/Pu sous la forme de 20 kg de Th/Pu métal enrichi à 10.00 at% (ce qui correspond à l'oxyde enrichi à 9.05 wt%). Aux 9000 MWj s'ajoutent donc 1000 MWj supplémentaires, soit en tout **10000 MWj** extraits de la tonne d'^{nat}U métal initiale : l'économie d'^{nat}U est finalement comparable (avec environ 25 %) à celle réalisée avec le scénario “REP UOX-CANDU thorium ouvert”. En dépit d'une bien moins bonne conversion, les REPs thorium présentent en effet l'avantage d'avoir des burnups élevés : leurs propriétés de conversion et de burnup sont en somme inversées par rapport aux CANDUs, et les deux scénarios “ouverts” ont des consommations globales d'^{nat}U assez proches.

Ajout de la troisième et dernière strate REP Th/²³³U

L'inventaire fissile initial complet du REP Th/²³³U (de 1.45 GW_e) est de 3.5 t environ. En prenant 40 MWj/t par JEPP (valeur double de celle du CANDU du fait d'une puissance spécifique plus élevée en REP), un cycle REP Th/Pu de burnup 50 GWj/t libère 5 GWe.an et produit donc 1.35 t d'²³³U. Comme pour les CANDUs Th/Pu et Th/²³³U de référence, il faut donc un peu moins de 3 de ces cycles REP Th/Pu pour démarrer un REP Th/²³³U.

On rappelle qu'avec les 2 kg de Pu UOX-5 produits par le REP UOX à partir de la tonne initiale d'^{nat}U, 20 kg de Th/Pu métal enrichi à 10.00 at% sont obtenus et utilisés pour libérer 1000 MWj (= 340 MW_{e.j} = 0.93 MW_{e.an}) et produire dans le même temps 0.25 kg d'²³³U (0.27 kg/MW_{e.an} × 0.93 MW_{e.an}). Cette quantité d'²³³U permet la fabrication d'un peu plus de 7 kg de Th/²³³U métal enrichi à 3.40 at% (correspondant à 3.00 wt% pour l'oxyde), qui libère dans le REP Th/²³³U de référence **400 MWj** environ. Ce scénario “REP UOX-REP thorium ouvert” permet donc de libérer en tout 10400 MWj par tonne d'^{nat}U métal investie (contre 10200 MWj dans le scénario “REP UOX-CANDU thorium ouvert”). L'économie totale d'^{nat}U réalisée est donc ici à nouveau comparable (avec environ 28 %) à celle de la version CANDU de ce scénario ouvert,

toujours pour la même raison : la moins bonne conversion du REP (le fissile ^{233}U est moins bien régénéré) est compensée par son burnup plus long (le fissile ^{233}U est utilisé moins bien certes, mais plus longtemps). Néanmoins, le scénario CANDU reste le seul à pouvoir “refermer” sa dernière strate (régénératrice) et ainsi fonctionner en multirecyclage avec des gains sur la consommation d' ^{nat}U qui deviennent alors largement supérieurs à 50 % (comme c’est le cas par exemple pour le scénario “REP UOX-CANDU thorium fermé” du chapitre 3, qui atteint 68 % d’économie).

4.3 Voies possibles vers la régénération par la sous-modération

La diminution du RM jusqu’au minimum de 0.8 acceptable à puissance standard apporte une amélioration franche mais insuffisante du niveau de conversion, limité à un FIR de 0.80 pour un REP Th/ ^{233}U homogène et enrichi à 3.00 wt%. L’impact neutronique direct de la sous-modération a été analysé à l’occasion de cette étude et a montré que des valeurs inférieures de RM seraient nécessaires pour rapprocher le FIR de l’unité, à condition de respecter la contrainte essentielle d’une évacuation correcte de la chaleur. En comparaison, le CANDU atteint la régénération à RM standard et sans poser de problème thermohydraulique particulier. Il semble donc bien qu’un effet fondamental non encore clairement identifié et propre au type de réacteur autorise la haute conversion en CANDU tout en la bloquant en REP. Le but de cette partie est d’identifier et de comprendre cet effet par comparaison du REP au CANDU, puis d’en déduire des moyens pratiques pour accéder à la haute conversion en cycle thorium dans une enveloppe typique de REP.

4.3.1 Analyse neutronique du “gap de conversion” entre CANDU et REP

La sous-modération du REP améliore la conversion en provoquant un réarrangement des taux de capture du thorium de la partie thermique vers la partie épithermique du spectre. Mais le gain lié à cet effet neutronique local reste faible et laisse toujours le CANDU loin devant : comment peut donc s’expliquer cette facilité du CANDU à atteindre la régénération avec pourtant le même combustible Th/ ^{233}U et le même type de spectre thermique que le REP ? Un premier élément de réponse est apporté par son excellente économie de neutrons (rendant possible l’utilisation de l' ^{nat}U), dont les principales contributions sont bien connues [21] et s’énoncent simplement :

1. L’absorption du modérateur (eau lourde) est extrêmement faible.
2. La réactivité est gérée presque sans réserve par le rechargement en ligne du combustible.
3. Un grand volume d’eau lourde (qui diffuse relativement peu) est nécessaire à l’obtention d’un spectre vraiment thermique. Cela permet le ralentissement des neutrons loin du combustible et favorise la probabilité d’échapper à ses résonances. Le facteur anti-trappe p vaut ainsi environ 90 % en CANDU ^{nat}U , contre seulement 75 % en REP UOX [85].

Bilans neutroniques pour l’évaluation des effets sur le niveau de conversion

Le dernier point de cette liste va clairement à l’encontre de la haute conversion. Seuls les deux premiers contribuent à augmenter la conversion du CANDU par rapport au REP. La comparaison des bilans neutroniques détaillés du tableau 4.1 permet d’établir que l’excellent niveau de conversion du CANDU est surtout dû au second point. La répartition des absorptions en début de cycle

est donnée pour les assemblages CANDU et REP Th/²³³U de référence par les deux premières colonnes, et pour une version sous-enrichie du REP (au k_∞ réduit à celui du CANDU) par la dernière colonne. Le rapport du taux de production de ²³³Pa sur le taux de disparition d'²³³U vaut 0.91, 0.51 et 0.82 pour le CANDU de référence, le REP de référence et le REP modifié respectivement. Cet indicateur initial du niveau de conversion, équivalent pratique du BR pour le début de cycle, confirme ainsi que les trois quarts du “gap de conversion” entre CANDU et REP proviennent des conditions favorables d’opération du CANDU. Le rechargement en ligne autorise en effet un k_∞ de fonctionnement particulièrement bas, et le BR - qui lui est à peu de choses près³ inversement proportionnel - s’en trouve directement amélioré. Le dernier quart de gap supplémentaire en faveur du CANDU est indépendant des conditions d’opération propres à chaque réacteur, et simplement dû à des différences neutroniques intrinsèques comme le niveau d’absorption stérile (plus faible en CANDU) et l’utilisation thermique du fissile (meilleure en CANDU).

	CANDU assembly Th/ ²³³ U (1.35 wt%) $k_\infty = 1.147$		PWR assembly Th/ ²³³ U (3.00 wt%) $k_\infty = 1.405$		PWR assembly Th/ ²³³ U (1.70 wt%) $k_\infty = 1.147$	
	fission	capture	fission	capture	fission	capture
²³³ U	990	102	987	118	984	113
²³² Th	10	994	13	563	16	902
Water	-	17	-	78	-	136
¹⁶ O (fuel)	-	3	-	4	-	5
Claddings	-	65	-	15	-	21

TAB. 4.1 – Détail des taux de fission et de capture (normalisés pour 1000 fissions) en début de cycle du CANDU Th/²³³U de référence et de deux versions du REP Th/²³³U.

Deux concepts fortement sous-modérés visant la régénération en cuve de REP

Pour s’approcher de la régénération, des modifications plus importantes que celles concédées jusqu’à présent (hétérogénéité, sous-modération) sont donc nécessaires, en modifiant notablement le cœur mais en conservant toujours le même circuit primaire extérieur : il est dès lors préférable d’écrire que ces modifications sont faites “en cuve de REP” plutôt qu’en REP.

³Dans le cas relativement simple du cycle thorium en spectre thermique, k_∞ et BR s’expriment à partir de taux très proches : k_∞ est le rapport du taux de production des neutrons de fission sur leur taux global d’absorption (essentiellement par la capture du thorium), et BR le rapport du taux de production d'²³³U (à partir de la capture du thorium) sur le taux de disparition de l'²³³U (essentiellement par fission).

Une stratégie possible pour atteindre la régénération en cuve de REP est d'imiter les deux caractéristiques fondamentales du CANDU qui lui assurent son excellente conversion, c'est-à-dire de réduire au maximum le niveau du k_∞ de fonctionnement et également de minimiser le taux d'absorption parasite (surtout due à l'eau légère). Durcir le spectre par une sous-modération accrue joue sur ces deux leviers, en ralentissant la chute de réactivité (diminuant ainsi le niveau moyen du k_∞) et en réduisant les pertes de neutrons thermiques. La fin de ce chapitre est ainsi consacrée à deux concepts (déjà étudiés par le passé, y compris expérimentalement) visant la régénération en cycle thorium avec un cœur fortement sous-modéré (i.e. de RM équivalent inférieur au minimum de 0.8 imposé à puissance standard) et contenu dans une enveloppe classique de REP. Un tel niveau de sous-modération avec de l'eau légère, on l'a vu, impose de diminuer la puissance volumique du combustible : on parle dans ce cas de "power derating" et cela implique un manque à gagner qui peut vite devenir prohibitif à l'échelle industrielle. C'est la solution testée et validée par l'expérience LWBR (Light Water Breeder Reactor) à la fin des années 70 aux Etats-Unis, qui sera décrite et analysée en 4.3.3 d'après [86]. Il convient au préalable d'envisager la possibilité (plus intéressante économiquement) de conserver le niveau de puissance standard tout en sous-modérant fortement qu'offre le remplacement de l'eau légère par de l'eau lourde, proposé dès les années 50 [87] et étudié par l'expérience SSCR (Spectral Shift Control Reactor) à la fin des années 60 en Belgique [88].

4.3.2 Exemple du Spectral Shift Control Reactor (SSCR) à eau lourde

Remplacer toute l'eau légère par de l'eau lourde (utilisée ici dans les mêmes conditions qu'en CANDU après ajustement du débit massique) est un moyen aussi radical qu'efficace de durcir le spectre à puissance volumique inchangée. Pour comprendre simplement ce qui se passe dans ce cas avant toute analyse plus détaillée, nous pouvons raisonner par analogie en embarquant à bord d'une auto-tamponneuse [89]. Imaginons que notre véhicule représente un neutron rapide issu de la fission, et que les autres soient les noyaux du modérateur environnant sur lesquels nous allons diffuser élastiquement et ralentir. En remplaçant l'eau légère par de l'eau lourde, tout se passe comme si soudain il y avait trois fois moins d'autos autour de nous sur la piste (dans le cœur) et que chacune des autos restantes était deux fois plus lourde que la nôtre. Dans de telles conditions, nous subissons trois fois moins de collisions et notre perte d'énergie est réduite de moitié si une collision se produit malgré tout. Dans le cas d'un cœur en cuve de REP, ces deux effets combinés sont évalués précisément à partir de deux caractéristiques neutroniques essentielles du modérateur : le gain moyen de léthargie par choc (perte logarithmique d'énergie par rapport à 2 MeV, sans dimension) et la section efficace macroscopique de diffusion (probabilité d'un choc par cm parcouru). Notons ξ_A le gain moyen de léthargie par diffusion sur un noyau donné de nombre de masse A . Ce gain ne dépend que de A et se calcule selon :

$$\xi_A = 1 + \frac{\alpha_A}{1 - \alpha_A} \ln(\alpha_A) \quad (4.1)$$

d'après le modèle dit des "sphères dures" de la diffusion élastique, dans lequel α_A vaut :

$$\alpha_A = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (4.2)$$

et est appelé paramètre de la collision, qui est d'autant plus efficace qu'il est proche de 0.

Avec les valeurs de référence du RM et de l'enrichissement (respectivement 2.01 et 3.00 wt%), la section efficace macroscopique de diffusion Σ_s du caloporteur est calculée par MCNP dans le cas refroidi à l'eau légère (cas de référence, $\Sigma_s^{H_2O} = \Sigma_s^H + \Sigma_s^O = 0.67 + 0.09 = 0.76 \text{ cm}^{-1}$) et dans celui refroidi à l'eau lourde ($\Sigma_s^{D_2O} = \Sigma_s^D + \Sigma_s^O = 0.16 + 0.09 = 0.25 \text{ cm}^{-1}$). Dans le premier cas, le détail des sections efficaces macroscopiques de diffusion Σ_s^H et Σ_s^O permet de calculer le gain moyen de léthargie ξ_{H_2O} par choc dans le caloporteur défini par :

$$\xi_{H_2O} = \frac{\xi_1 \Sigma_s^H + \xi_{16} \Sigma_s^O}{\Sigma_s^{H_2O}} \approx 0.90 \quad (4.3)$$

pour respecter la conservation du produit $\xi \Sigma_s$ appelé pouvoir de ralentissement. De même, on trouve $\xi_{D_2O} \approx 0.51$ dans le second cas. Le pouvoir de ralentissement de chaque caloporteur, qui s'écrit également ξ/λ_s , est le gain moyen de léthargie par cm parcouru et représente ainsi le meilleur paramètre pour une comparaison complète de l'efficacité modératrice des différents caloporteurs envisagés ici : $\xi_{H_2O} \Sigma_s^{H_2O} \approx 0.68 \text{ cm}^{-1}$ et $\xi_{D_2O} \Sigma_s^{D_2O} \approx 0.13 \text{ cm}^{-1}$ seulement.

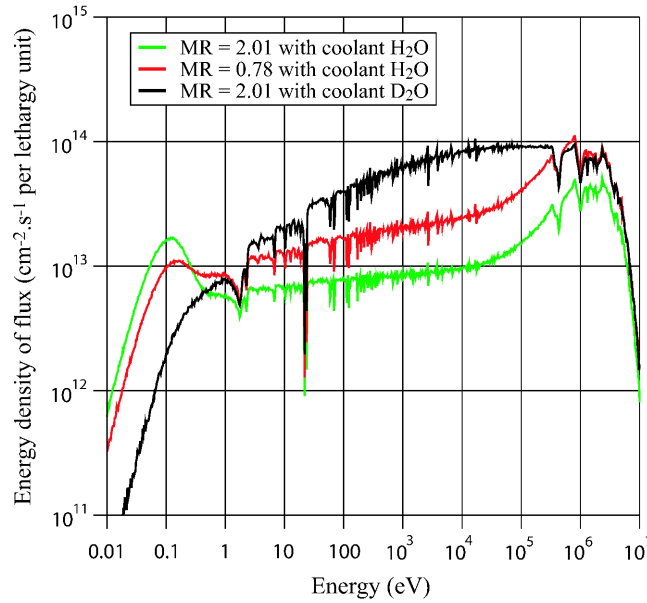


FIG. 4.4 – Comparaison des spectres moyennés par MCNP dans le combustible d'un assemblage REP Th/ ^{233}U enrichi à 3.00 wt% obtenus pour différents RM et caloporteurs.

Comme le montre la figure 4.4 pour les deux cas étudiés à RM standard, le ralentissement est bien (environ six fois) moins efficace par l'eau lourde (avec grosso modo un facteur 3 sur la probabilité de choc et un facteur 2 sur la perte d'énergie par choc). Ceci explique que le spectre d'un cœur de RM standard refroidi à l'eau lourde soit même plus dur que celui d'un cœur sous-modéré jusqu'au RM minimal de 0.78 et refroidi à l'eau légère (cas intermédiaire, cf. figure 4.4) : le cœur REP standard est trop petit pour permettre à l'eau lourde de ralentir vraiment les neutrons. L'extraction de la chaleur de fission reste cependant normale, car les propriétés thermiques de l'eau lourde et de l'eau légère sont très proches. En début de cycle, l'eau lourde permet ainsi de sous-modérer fortement un cœur standard de REP sans que cela ne pose de problème thermohydraulique.

La figure 4.4 fournit d'autres points de comparaison pour illustrer la dureté du spectre obtenu dans un cœur de type SSCR (i.e. refroidi à l'eau lourde avec un RM standard de REP). Comme on impose le même enrichissement et la même puissance totale, les valeurs de flux total augmentent logiquement dans le sens de durcissement du spectre (respectivement $2.6 \cdot 10^{14}$, $5.2 \cdot 10^{14}$ et $6.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, du cas de référence au cas refroidi à l'eau lourde) avec des valeurs moyennes de densité énergétique de flux correspondantes allant de 10^{13} à $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ par unité de léthargie. Dans le même ordre, les valeurs de k_∞ sont environ 1.4, 1.2 et un peu moins de 1.0 (0.97) pour le cas refroidi à l'eau lourde. Pour pouvoir atteindre un burnup raisonnable dans ce dernier cas, l'enrichissement doit au moins être doublé. Avec un enrichissement de 6.00 wt%, on obtient en début de cycle un k_∞ de 1.16 et un taux de production de ^{233}Pa (normalisé par celui de production d' ^{233}U) de 0.87 (prometteur, car proche du taux de 0.91 établi pour le CANDU Th/ ^{233}U en 4.3.1).

4.3.3 Exemple du Light Water Breeder Reactor (LWBR) à eau légère

L'autre solution pour sous-modérer fortement est de conserver l'eau légère comme caloporteur mais de réduire la puissance volumique du cœur de façon à rendre des valeurs de RM inférieures à 0.8 acceptables du point de vue de la thermohydraulique. Cette possibilité a également été testée, dans le cadre de l'expérience LWBR aménagée avec succès dans la cuve du REP historique de Shippingport (cf. 2.2.2) à la puissance nominale de 60 MW_e (240 MW_{th}) entre 1977 et 1982. L'énergie totale produite sur ces 5 ans correspond à 29000 heures équivalentes à pleine puissance, pour un facteur de charge à puissance nominale relativement faible de 65 % environ. Ce mauvais chiffre ne résulte pas de problèmes d'opération : il n'est dû qu'à la réduction supplémentaire de puissance volumique réalisée en fin de vie pour accroître encore plus BR et FIR comme le montre la figure 4.5, conduisant également à un burnup final augmenté (car le FIR est supérieur à 1 dans ce cas) de 60 % par rapport à la valeur prévue à la conception pour une puissance nominale non réduite.

Le FIR mesuré à la fin de la période complète de 5 ans est légèrement supérieur à 1.01 d'après le rapport d'expérience [86], fournissant ainsi la "Proof of Breeding" recherchée : la régénération en cycle thorium est possible avec un combustible Th/ ^{233}U oxyde refroidi à l'eau légère. Le cœur contient environ 0.5 t d' ^{233}U et 42 t de ^{232}Th en tout, ce qui donne (en multipliant la puissance nominale par 29000 heures et en divisant par 42.5 tonnes) un burnup final de 7000 MWj/t pour le cœur complet. Cette valeur relativement faible de burnup est clairement limitée par l'importance de l'inventaire, surdimensionné pour deux raisons détaillées dans la suite : un réflecteur imposant pour minimiser les fuites neutroniques et une forte réduction de puissance ("power derating").

Un cœur très hétérogène, fortement sous-modéré et à géométrie variable

Le plus commode pour décrire le cœur très hétérogène du LWBR est de partir de sa périphérie en se dirigeant vers le centre. La zone la plus extérieure est appelée "reflector" : d'un RM très faible de 0.3, elle ne contient que du ThO₂ (la moitié de l'inventaire total de ^{232}Th) et permet de réduire la probabilité de fuite (à 0.8 % seulement) au profit de la conversion. Une valeur de burnup final plus représentative peut être associée aux zones contenant initialement de l' ^{233}U (soit tout le reste du cœur, avec l'autre moitié du combustible) et atteint ainsi une valeur double de celle du burnup complet, ce qui permet de retrouver le burnup effectif de 15000 MWj/t mis en avant dans [86].

Entre le réflecteur et le centre du cœur, une zone tampon appelée “buffer” (d’enrichissement moyen 1.8 wt% et de RM 0.8) permet d’aplatir le profil radial de puissance. Le centre est constitué de 12 assemblages hexagonaux contenant chacun une partie fissile qui peut se déplacer à l’intérieur d’une partie fertile fixe. La réunion de toutes les parties fissiles (fertiles) constitue la zone “seed” (“blanket”) du cœur. La remontée collective des parties fissiles en cours d’opération permet une gestion progressive de la réactivité qui économise au mieux les neutrons, sans absorption stérile en excès comme c’est le cas avec un poison soluble de type bore par exemple. L’efficacité de ce dispositif est d’environ 100 pcm/cm comme le montre la figure 4.5 (c), avec une ascension d’environ 100 cm sur le cycle complet (depuis 50 cm sous la position d’alignement entre “seed” et “blanket” jusqu’à 50 cm au-dessus en fin de cycle). Notons le lien étroit qui existe entre le BR (taux de régénération instantané) et le FIR (qui en est le résultat intégré) : un peu après les deux tiers de l’irradiation (près de la position d’alignement), le BR passe sous 1 et le FIR atteint alors son maximum.

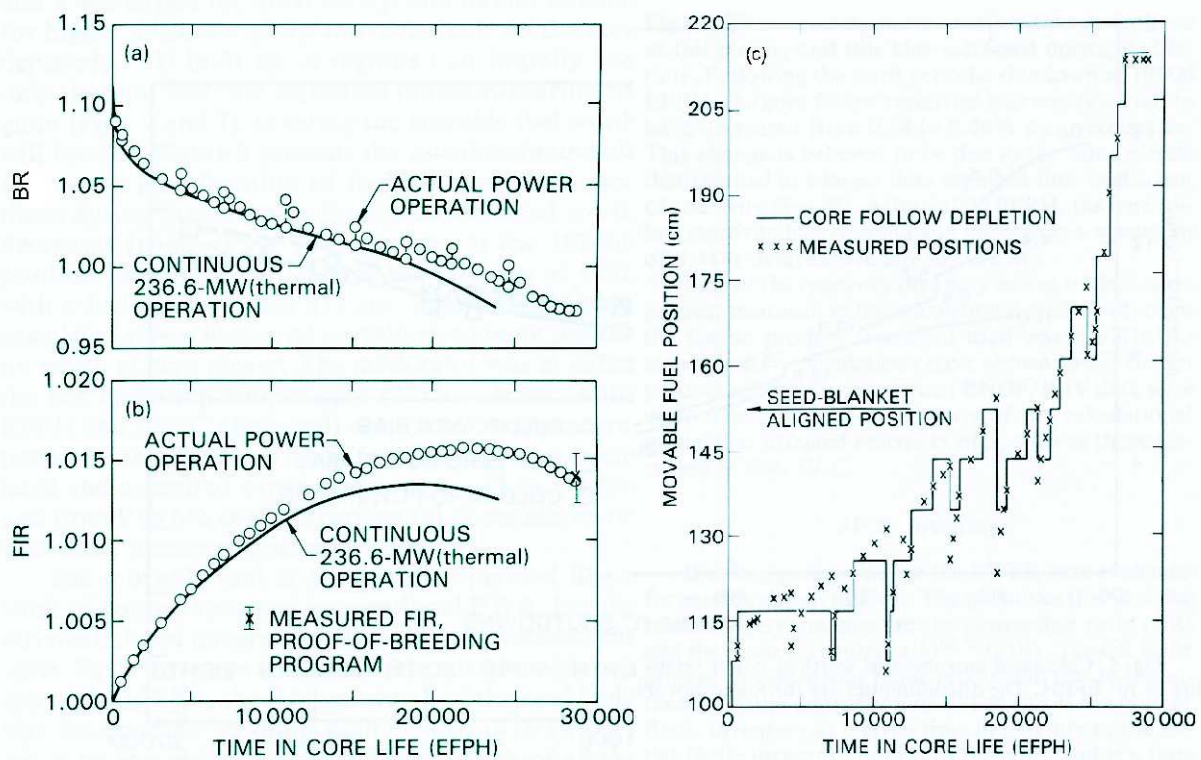


FIG. 4.5 – Valeurs calculées et mesurées du BR (a) et du FIR (b) pendant l’exploitation du LWBR en fonction du temps exprimé en heures équivalentes à pleine puissance (Equivalent Full Power Hours) et de la position de la partie mobile du combustible (c), d’après [86].

La zone “seed” (environ 200 kg d’ ^{233}U et 5.2 t de ^{232}Th) et la zone “blanket” ont des structures internes complexes, avec divers enrichissements et également des parties purement fertiles : on peut néanmoins évaluer leurs valeurs moyennes d’enrichissement à 3.3 et 1.1 wt%, associées à des valeurs moyennes de RM de 0.8 et 0.4 respectivement. Ces moyennes sont délicates à calculer à partir de la description du LWBR, dont les valeurs de “metal-to-water volume ratio” incluent le gainage.

Analyse des niveaux de sous-modération, de réduction de puissance et de sûreté

Un RM global de 0.5 est calculé pour tout le cœur, à partir des volumes et des valeurs moyennes de RM de ses quatre zones (“reflector”, “buffer”, “seed” et “blanket”). Une valeur de RM aussi faible explique que la puissance volumique du cœur soit fortement réduite jusqu’à seulement un peu plus de 30 W.cm^{-3} , soit un **facteur 3** par rapport à un cœur classique de REP. En outre, chaque cm^3 de cœur LWBR (de RM 0.5) contient en moyenne deux fois plus de combustible qu’un cm^3 de cœur REP standard (de RM 2.0). Pour s’en convaincre, il suffit de comparer les deux cellules élémentaires correspondantes en négligeant le volume du gainage pour simplifier et en raisonnant sur le même volume de combustible normalisé à 1. Le volume total de la cellule REP standard vaut 3 (1 de combustible + 2 de caloporteur), tandis que celui de la cellule LWBR moyenne ($1 + 0.5$) est moitié moindre : cela réduit d’un **facteur 2 supplémentaire** le niveau de puissance et contribue à rendre la “puissance spécifique” du combustible LWBR (environ 6 W.g^{-1} , correspondant à 50 W.cm^{-3} de combustible) six fois moindre que celle du combustible REP standard [27].

Le même niveau de puissance fortement réduit (45 W.cm^{-3} de combustible) se retrouve associé à un RM extrême de 0.3 (correspondant à un espace inter-crayons minimal d’1 mm imposé par la thermohydraulique) dans certaines études par simulation récentes de cœurs Th/ ^{233}U inspirés du LWBR, mais plus grands et moins hétérogènes. La quasi-régénération est ainsi prédite (avec de telles caractéristiques de sous-modération forte et de puissance volumique réduite) pour un cœur d’1 GW_e avec un enrichissement de 3.50 wt% et un burnup final de 30 GWj/t [90].

Dans le dernier cas évoqué ci-dessus, une réactivité négative est assurée pour la vidange (avec par exemple -700 pcm en fin de cycle pour une vidange partielle équivalente à -5 % sur la densité du caloporteur). La valeur typique du FTC sur tout le cycle est de -10 pcm/K (comme pour le LWBR), suivant ainsi la diminution de ce coefficient liée à la sous-modération déjà observée en 4.2.2 (allant pour rappel de -2 pcm/K sur tout le cycle du REP Th/ ^{233}U à RM standard jusqu’à -5 pcm/K à la fin du cycle à RM 0.78). Remarquons pour terminer qu’un burnup final plus élevé est certes atteint par le REP Th/ ^{233}U de référence (50 GWj/t) à partir d’un enrichissement légèrement moindre (3.00 wt%), mais au prix d’un FIR beaucoup plus faible (0.56) et d’une réactivité de vidange du caloporteur trop élevée et proche de 0 (environ -100 pcm pour un vide partiel de 5 %).

Partie II

Projets de recherche

Chapitre 5

Sûreté du CANDU thorium par thermique et cinétique ponctuelles

*Deux sûretés valent mieux qu'une,
et le trop en cela ne fut jamais perdu.*

Jean de La Fontaine, Fable XV du Livre IV

5.1 Caractérisation thermique complète du cœur

Les performances excellentes de conversion du CANDU thorium justifient que l'on aborde dès à présent la seconde étape du processus habituel de conception, à savoir la vérification de sa sûreté par de premières études de transitoires avec insertion brutale de réactivité. Il s'agit d'étudier dans quelle mesure toutes les caractéristiques de sûreté (propriétés physiques des matériaux, effets de contre-réaction thermique et paramètres cinétiques) se combinent lors de tels transitoires accidentels pour permettre au cœur de revenir dans un nouvel état d'équilibre sans subir de dégradation. La comparaison au cas ^{nat}U dont la sûreté est bien établie en pratique permettrait ainsi d'apporter de premières conclusions sur le comportement accidentel du CANDU thorium.

Au préalable, il faut d'abord caractériser de façon précise et cohérente l'équilibre neutronique et thermique qui sert d'état initial à toutes ces études : cela est fait (et décrit en 5.1.1) à l'aide de l'outil BATH (Basic Approach of Thermal-Hydraulics) développé dans MURE par N. Capellan pendant sa thèse [50]. Les profils de température obtenus sur un "sous-canal" (i.e. l'ensemble d'un crayon et de ses volumes associés de gaine et de caloporteur, discrétisé en 2D RZ sur toute la hauteur du cœur) sont moyennés, complétés par le calcul des autres caractéristiques de sûreté (en 5.1.2) et finalement utilisés dans le code CheckPoint de cinétique et thermique ponctuelles (partie 5.2) spécialement développé pour le calcul de transitoires comparés entre CANDU ^{nat}U et Th/ ^{233}U (cas de référence homogène à 1.35 wt% dans toute la suite). Précisons que seul l'état "neuf" (i.e. avec une composition initiale de combustible, en début de cycle également appelé Beginning Of Cycle ou "BOC") de ces deux cœurs peut être traité pour l'instant de façon ponctuelle et sera étudié dans ce chapitre (avant d'en tirer les pistes possibles vers un raffinement spatial de notre modèle).

5.1.1 BATH : un outil pour le calcul de l'équilibre thermique initial

Couplage neutronique/thermique élémentaire

BATH fut à l'origine développé par N. Capellan pendant sa thèse¹ afin de faciliter la mise au point d'un couplage 3D autrement plus sophistiqué entre MCNP/MURE pour la neutronique et le code sous-canal COBRA-EN [93] pour la thermohydraulique. BATH repose sur un traitement analytique simplifié de la thermique d'un sous-canal moyen (cf. figure 5.1), à partir d'un terme source de puissance fourni par MCNP : MCNP calcule à partir d'une première distribution uniforme des températures un premier terme source de puissance, dont BATH déduit une nouvelle distribution des températures et ainsi de suite jusqu'à convergence après quelques itérations (ici, 2 suffisent).

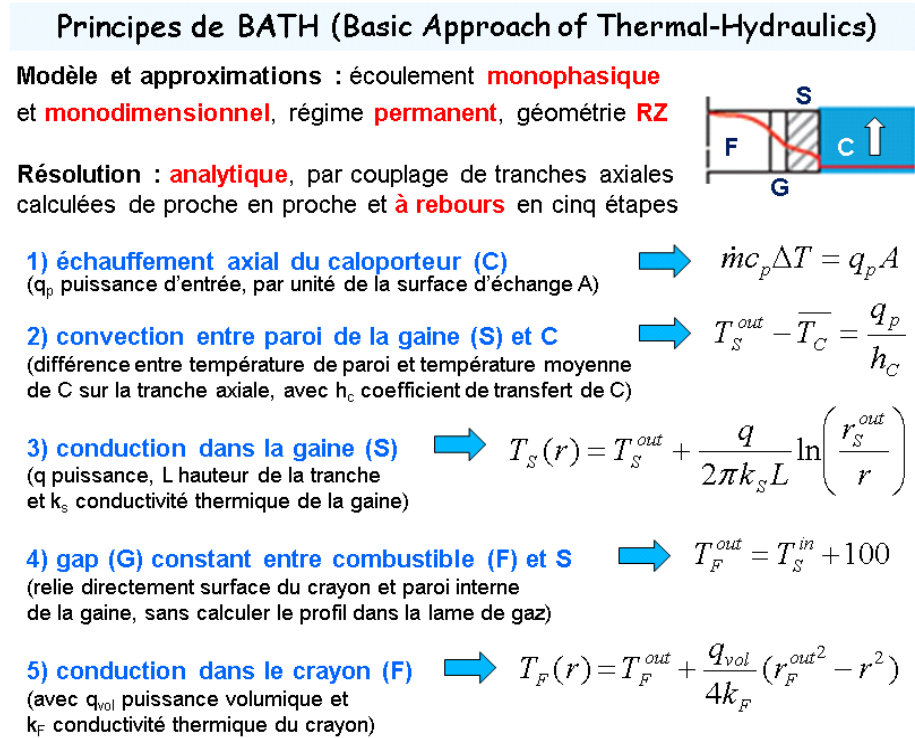


FIG. 5.1 – Calcul des températures du sous-canal moyen lors d'une itération de BATH, d'après [50].

L'efficacité d'une telle approche nous a séduit², d'autant plus qu'elle offre la possibilité de se connecter assez facilement avec un modèle de cinétique ponctuelle. L'utilisation de BATH se fait directement dans un fichier d'entrée typique de MURE (programme principal en C++) par l'appel des méthodes définissant la géométrie à simuler pour MCNP, la discrétisation RZ pour la thermique et les conditions de fonctionnement imposées (température d'entrée et débit massique du caloporteur ainsi que puissance moyenne d'un crayon de combustible).

¹Cette thèse conclut de façon très intéressante une réflexion menée depuis 2005 par son auteur sur le délicat sujet du calcul couplé d'équilibre, après deux stages de Master dont le premier fut encadré par mes soins [91, 92].

²Tout comme le groupe Nuclear Techniques de l'Université de Budapest avec lequel nous avons collaboré autour de MURE (cf. Annexe C) et qui a utilisé BATH pour son étude du concept HPLWR à eau supercritique [94].

Toutes les données nécessaires ont été complétées par mes soins dans MURE, d'après les modèles du SCK Mol [56] récemment confirmés par les données expérimentales de l'ITU Karlsruhe [95] pour le combustible (oxyde de thorium et d'uranium) et d'après les données de référence du NIST [96] pour "l'oxyde de deutérium" (i.e. l'eau lourde de qualité nucléaire). Les résultats obtenus à l'issue d'un calcul itératif convergé sont les profils RZ de température dans les 3 régions considérées sur la figure 5.1 (combustible F, gaine S et caloporteur C). La chute de température entre crayon et gaine est supposée constante (100 K) conformément à l'expérience, plutôt que difficilement calculée.

Validation réalisée sur le cas du CANDU ^{nat}U

Avant de déduire de ces profils de température les valeurs "ponctuelles" représentatives de l'état initial et destinées aux calculs cinétiques de transitoires, il nous faut les valider sur le cas bien connu du CANDU ^{nat}U. Le sous-canal (crayon, gaine et caloporteur) utilisé est divisé en 12 zones axiales (numérotées de 0 à 11 par BATH) de 50 cm de haut. La puissance moyenne par crayon est fixée à environ 137 kW (à partir de la puissance moyenne de 5.4 MW par assemblage dont seuls 94 % environ sont effectivement déposés dans le combustible comme on le précise plus loin en 5.2.1).

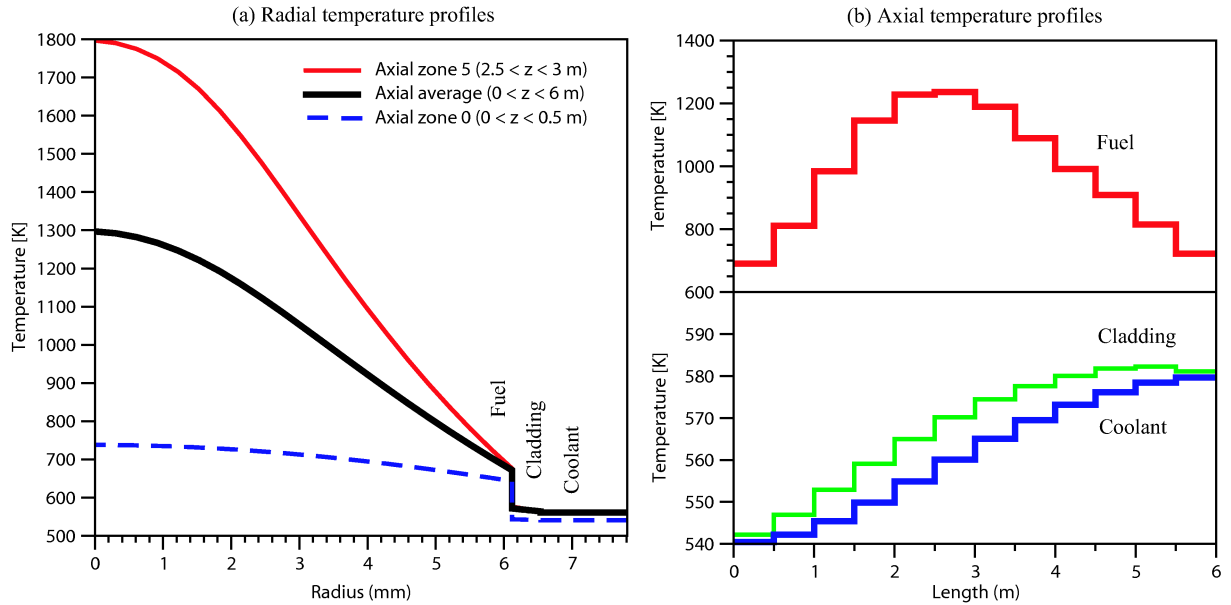


FIG. 5.2 – Profils radiaux (a) et axiaux (b) de température calculés par BATH pour notre modèle de neutronique et thermique couplées du CANDU ^{nat}U@BOC.

La géométrie définie pour le calcul de la puissance par MCNP est celle d'un assemblage classique (simulé sur toute sa hauteur) de CANDU-6, à la seule différence qu'on remplace la disposition exacte des crayons par un réseau hexagonal équivalent pour la cohérence du dialogue entre neutronique (réseau hexagonal de crayons) et thermique (sous-canal de section hexagonale). En vertu du même impératif d'équivalence, le débit massique et surfacique du caloporteur - dernier paramètre d'entrée à fixer - est ajusté à $11900 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ de façon à retrouver l'élévation de température du caloporteur standard de 40 K entre son entrée imposée à $T_{in} = 540 \text{ K}$ et sa sortie du sous-canal.

Cette valeur (conservée dans toute la suite) correspond à peu près au double du débit moyen de caloporteur en CANDU-6 [55], ce qui peut s'expliquer par le fait qu'elle ne doit concerner que les 37 sections "mouillées" du réseau équivalent MCNP relatives au sous-canal moyen (pour un total d'environ 21 cm² contre un peu plus de 34 cm² dans l'assemblage complet, avec un facteur correctif supplémentaire de 30 % environ lié aux moyennes neutroniques et thermiques effectuées sur cet assemblage). Précisons que la cellule hexagonale du réseau MCNP (de 8.59 mm de côté) est cylindrisée pour la géométrie RZ de BATH (à surface inchangée) : les rayons extérieurs des régions combustible, gaine et caloporteur sont respectivement de 6.12, 6.54 et 7.81 mm (cf. figure 5.2).

Les résultats obtenus sont en accord avec les profils types du CANDU ^{nat}U. Pour une tranche axiale centrale - zone 5 décrite par la figure 5.2 (a) - on retrouve ainsi le facteur 3 habituel [97] entre la température au centre et la température en surface du crayon. En calculant le profil radial moyenné³ sur toute la hauteur, on retrouve également le bon facteur 2 [97] entre les mêmes extrêmes (1300 K au centre et 670 K au bord du crayon). Le profil radial de la première zone axiale en partant du bas est logiquement le plus plat, avec une chute de température de 100 K dans le crayon (de 740 à 640 K) comparable à celle imposée à l'interface entre crayon et gaine (la température du caloporteur est à cette hauteur très proche de $T_{in} = 540$ K). La partie (b) de la figure 5.2 représente les trois profils axiaux (combustible, gain et caloporteur) obtenus par moyenne suivant le rayon du sous-canal et également validés. La perte de charge sur toute la hauteur (seul résultat de BATH que nous n'utiliserons pas dans la suite) est correctement évaluée, à environ 27 bar [55].

La température moyenne "ponctuelle" du combustible (notée T_1 dans la suite) est évaluée à 980 K et arrondie à 1000 K (valeur annoncée dans le chapitre 2), dans la mesure où on néglige l'impact (de l'ordre de 5 %) sur cette moyenne des effets d'autoprotection⁴ dépendant localement de la température. En outre, les valeurs de température (pour la prise en compte de l'effet Doppler) facilement disponibles dans les bases de données nucléaires ne sont discrétisées au mieux que tous les 100 K (et le plus souvent tous les 300 K seulement). Une température moyenne du caloporteur (notée T_2 dans la suite) de 560 K vient compléter la description thermique de cet équilibre.

Application intéressante au cas du CANDU Th/²³³U

De même, tous les profils de température sont calculés par BATH dans la version Th/²³³U de ce sous-canal et trouvés légèrement inférieurs à ceux de la figure 5.2, avec une température moyenne du combustible $T_1 \simeq 870$ K inférieure d'un peu plus de 100 K par rapport au cas ^{nat}U et arrondie à 900 K (la température T_2 obtenue pour le caloporteur restant 560 K). Comme on l'a déjà vu en 3.1.1, cette température inférieure de combustible résulte de la conductivité thermique de l'oxyde de thorium plus élevée d'environ 50 % par rapport à celle de l'oxyde d'^{nat}U. Il nous faut garder à l'esprit cette sensibilité très nette aux propriétés thermiques du combustible dans la comparaison à venir de la sûreté entre CANDU ^{nat}U et Th/²³³U. Au-delà de cette étude, il sera peut-être intéressant d'envisager sous cet angle des formes exotiques de combustible comme les carbures ou les nitrures (dont la conductivité thermique est 5 fois supérieure à celle de l'UO₂ à ces températures).

³Le calcul de toutes les valeurs moyennes de température utilisées dans la suite se fait en imposant la conservation de l'énergie i.e. via la pondération par les produits "masse \times chaleur spécifique" de chaque zone.

⁴La règle empirique de Rowlands estime la température corrigée de ces effets à $\bar{T} \simeq a \times T_{bord} + (1 - a) \times T_{centre}$ avec $a \simeq 5/9$ pour un crayon cylindrique, soit dans notre cas $\bar{T} \simeq 950$ K (entre $T_{bord} = 670$ K et $T_{centre} = 1300$ K).

5.1.2 Calcul des contre-réactions thermiques et des paramètres cinétiques

Méthode d'évaluation préliminaire de l'impact des fuites

Lors du calcul des contre-réactions thermiques d'un cœur, la question de la modification des fuites neutroniques (en cas de changement de température du combustible ou du caloporteur) se pose rapidement. La solution qui consiste à recourir systématiquement à des calculs MCNP du cœur complet est trop coûteuse en temps de calcul, et nous avons supposé que ce changement des fuites était négligeable afin de pouvoir nous limiter à de simples calculs d'assemblages réfléchis.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons mis au point une méthode qui évalue - à partir d'un calcul MCNP d'assemblage réfléchi auquel on demande quelques taux de réaction exploités ensuite en théorie de la diffusion - la probabilité de fuite des neutrons hors du cœur associé. Cette méthode, qui nous a finalement permis de vérifier que les contre-réactions thermiques du CANDU pouvaient être calculées sur un assemblage réfléchi, est exposée progressivement ci-dessous en prévision d'une possible utilisation ultérieure (e.g. pour l'étude de la sûreté des cœurs sous-modérés en REP).

Suite à (par exemple) l'augmentation de la température moyenne T_1 du combustible (depuis sa valeur standard $T_{1,std}$ jusqu'à la valeur plus élevée $T_{1,hot}$), on souhaite calculer la variation de réactivité "effective" $\Delta\rho_{eff} = \rho_{eff,hot} - \rho_{eff,std}$ (i.e. tenant compte d'une éventuelle modification des fuites neutroniques) pour en déduire finalement le coefficient de contre-réaction thermique associé (ici le FTC = $\partial\rho_{eff}/\partial T_1$). La méthode mise au point pour éviter de recourir à un calcul de cœur évalue cette variation $\Delta\rho_{eff}$ recherchée à partir de la variation de réactivité "infinie" $\Delta\rho_\infty$ fournie par les calculs MCNP d'un assemblage réfléchi dans son état nominal *std* et modifié *hot* (et des quelques tallies nécessaires à l'estimation des probabilités de fuite hors cœur associées ℓ_{std} et ℓ_{hot}) selon la formule suivante (établie simplement à partir de $k_{eff} = (1 - \ell) \times k_\infty$) :

$$\Delta\rho_{eff} = (1 + \ell_{std}) \left[\Delta\rho_\infty + \frac{\ell_{std} - \ell_{hot}}{k_{\infty,hot} (1 - \ell_{hot})} \right] \quad (5.1)$$

avec $k_{\infty,hot}$ le facteur de multiplication infini de l'état modifié fourni directement par le second calcul MCNP. Chaque probabilité de fuite est évaluée à partir de cette expression générale :

$$\ell = \frac{M_{tot}^2 B_g^2}{1 + M_{tot}^2 B_g^2} \quad (5.2)$$

issue du traitement en théorie de la diffusion à un groupe moyen d'énergie du système calculé, avec $B_g^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 \simeq 9.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$ le laplacien géométrique du cœur CANDU-6 de hauteur $H \simeq 6 \text{ m}$ et de rayon $R \simeq 3 \text{ m}$ (constante indépendante de l'état de l'assemblage) et M_{tot}^2 l'aire de migration (dépendant de cet état) moyennée sur l'assemblage complet de volume V_{tot} constitué du combustible (noté UO_2), du modérateur (noté D_2O) et de l'ensemble (noté Zr) des gaines et autres tubes (le très faible volume de caloporteur étant négligé). Selon la méthode traditionnelle d'évaluation des grandeurs neutroniques en diffusion pour une géométrie hétérogène [39], cette aire de migration peut s'évaluer par l'expression suivante de la somme :

$$M_{tot}^2 \simeq R_{D_2O}^2 \times \frac{V_{tot}}{V_{D_2O}} + L_{D_2O}^2 \times \frac{\Sigma_{a,D_2O}}{\Sigma_{a,D_2O} + \Sigma_{a,Zr}} \times (1 - f) \quad (5.3)$$

de l'aire de ralentissement $R_{D_2O}^2 \simeq 1.3 \cdot 10^2 \text{ cm}^2$ étendue à V_{tot} par le rapport V_{tot}/V_{D_2O} ($\simeq 1.10$ en CANDU-6) et de l'aire de diffusion $L_{D_2O}^2 \simeq 2.9 \cdot 10^4 \text{ cm}^2$ généralisée d'abord à l'ensemble $D_2O + Zr$ par le rapport ($\simeq 0.17$) des sections efficaces adéquates puis à l'assemblage complet par $(1 - f)$ où f est le facteur d'utilisation thermique (probabilité qu'un neutron thermique d'être absorbé dans le combustible). Ce dernier facteur est le seul de la formule précédente à être significativement impacté par une modification (de T_1 dans notre exemple) : c'est lui qu'on évalue finalement à partir de chaque calcul MCNP d'assemblage réfléchi par le rapport du taux d'absorption dans le combustible sur le taux d'absorption total. Pour chaque cas (*std* puis *hot*), on détermine ainsi le facteur d'utilisation thermique f (dont la modification est seule responsable du changement des fuites à l'échelle d'un cœur de CANDU dont le modérateur reste inchangé). On en déduit M_{tot}^2 dans chaque cas via la formule 5.3, puis les probabilités de fuite ℓ_{std} et ℓ_{hot} via la formule 5.2 et finalement via la formule 5.1 la variation effective de réactivité et donc le coefficient de contre-réaction.

Pour le CANDU ^{nat}U @BOC, on trouve ainsi à partir d'un calcul MCNP d'assemblage standard un facteur d'utilisation thermique $f_{std} \simeq 95.7 \%$ soit une aire de migration $M_{tot}^2 \simeq 355 \text{ cm}^2$ et une probabilité de fuite $\ell_{std} \simeq 3.3 \%$ qui est en bon accord avec le chiffre typique de 3000 pcm environ (cf. chapitre 2). Mais bien plus que la valeur "absolue" de cette probabilité, c'est sa variation en cas de modification qui devient ainsi facilement calculable. Et dans toutes les modifications envisagées, on vérifie effectivement que pour le CANDU cette variation reste largement négligeable par rapport aux autres facteurs intervenant (effet Doppler pour le FTC, effets multiples analysés en 2.2.1 pour la CVR). Cela n'est pas forcément le cas de cœurs dont les spectres neutroniques sont plus durs voire rapides : après adaptation des approximations effectuées, cette méthode pourra ainsi être utilisée avec un intérêt renforcé pour les études de sûreté du REP fortement sous-modéré par exemple.

Coefficients de température du combustible et du caloporteur

Pour tous les transitoires calculés (dont on rappelle qu'ils se restreignent dans ce travail aux seuls cœurs "neufs" de CANDU), les coefficients de température seront donc calculés par MCNP sur de simples assemblages réfléchis. Le $\text{FTC} = \partial\rho/\partial T_1$ est obtenu en changeant la température "nucléaire" via la définition des matériaux (prise en compte de l'effet Doppler), à laquelle il faut ajouter la correction (directement effectuée par MCNP via l'instruction TMP) des sections efficaces de diffusion élastique (d'autant plus augmentée à basse énergie de neutron que la température du milieu est élevée, par un effet de vitesse relative entre neutron et noyau cible [38]). La densité et le volume de chaque crayon ne sont pas modifiés, de façon à conserver sa masse totale constante.

Un niveau judicieux de discrétisation en température du FTC a été recherché, entre le premier extrême d'une dépendance continue à T_1 et le second d'une valeur constante. Dans le premier cas, on peut exploiter la dépendance du FTC en $1/\sqrt{T_1}$ découlant des relations directes entre FTC et facteur antitrappe p d'une part⁵, et entre p et intégrale de résonance effective I_{eff} (cf. 3.1.1, variant en $\sqrt{T_1}$) d'autre part [98]. Mais cette dépendance idéale (liée au seul effet Doppler) ne reflète pas la complexité du FTC tel qu'il est calculé par MCNP. Un tel traitement serait en outre fastidieux et gênerait la comparaison directe des coefficients entre les différents cas étudiés. L'autre approche, basée sur une unique valeur constante (qui serait moyennée sur chaque transitoire), est séduisante

⁵Pour un CANDU ^{nat}U , $p_{std} \simeq 90 \%$: en cas d'augmentation de T_1 de 1000 K par exemple, le facteur antitrappe devient $p_{hot} \simeq 89 \%$ ($\Delta\rho \simeq -1000 \text{ pcm}$) soit un FTC typique de l'ordre de -1 pcm/K.

mais suppose de connaître à l'avance la variation de température subie par le combustible (que l'on cherche justement à calculer) et imposerait donc de procéder itérativement. La solution intermédiaire retenue est une discrétisation par intervalles de 300 K (depuis 600 jusque 1800 K), suffisamment précise tout en n'exploitant (dans un souci de reproductibilité facilitée de nos résultats) que les températures disponibles par défaut dans MCNP et souvent fournie par d'autres codes. Le niveau de précision standard défini pour nos calculs MCNP de burnup au chapitre 2 (100 cycles actifs de 4000 neutrons) est fortement augmenté de façon à réduire l'erreur statistique (de ± 60 pcm sur la réactivité) d'un facteur 16, ce qui est obtenu avec 1600 cycles de 64000 neutrons (erreur statistique de ± 4 pcm sur la réactivité, et donc de $\pm 4 \times \sqrt{2}/300 \simeq \pm 0.02$ pcm/K sur le FTC).

	Temperature range (K)	^{nat}U (B-VI.8)	$\text{Th}/^{233}\text{U}$ (B-VI.8)	$\text{Th}/^{233}\text{U}$ (B-VII.0)
FTC (pcm/K)	(and above)			
	1500 - 1800	-0.82	-0.62	-0.55
	1200 - 1500	-0.95	-0.70	-0.68
	900 - 1200	-1.02	-0.89	-0.86
	600 - 900	-1.25	-1.14	-1.09
	(and below)			
CTC (pcm/K)	540 - 590 ($T_{in} - T_b$)	+4.6	+2.9	+2.9

TAB. 5.1 – Valeurs tabulées des coefficients FTC (Fuel Temperature) et CTC (Coolant Temperature) obtenues par MCNP pour le CANDU ^{nat}U et le CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ (avec ENDF/B-VI.8 et VII.0).

Le traitement du $\text{CTC} = \partial\rho/\partial T_2$ peut se faire par simple valeur unique calculée sur la gamme réduite à 50 K des températures autorisées (entre la température d'entrée $T_{in} = 540$ K avec une densité $d_{2,in} = 0.86$ g.cm $^{-3}$ et la température de début d'ébullition $T_b = 590$ K avec une densité réduite $d_{2,b} = 0.74$ g.cm $^{-3}$, au-delà de laquelle notre modèle monophasique moyen ne sera plus valable). Grâce à la linéarité de l'effet de vide, ce calcul se fait directement à partir de la Coolant Void Reactivity CVR (induite par la vidange complète du caloporteur à partir de la densité moyenne $d_2 = 0.82$ g.cm $^{-3}$ à $T_2 = 560$ K, calculée à ± 6 pcm) dont on ne conserve que la fraction $(0.86-0.74)/0.82$ finalement divisée par 50 (K) pour obtenir le CTC avec une précision de ± 0.1 pcm/K. La valeur précise de la CVR du CANDU ^{nat}U (resp. $\text{Th}/^{233}\text{U}$) de 1570 pcm (980 pcm) implique ainsi un CTC de +4.6 pcm/K (+2.9 pcm/K). Le tableau 5.1 fournit toutes les valeurs utilisées dans la suite, en ajoutant à titre d'indication sur la sensibilité aux données nucléaires celles obtenues pour le CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ avec ENDF/B-VII.0 : le FTC est logiquement trouvé un peu supérieur dans ce cas (du fait de l'absorption moindre du ^{232}Th dans cette évaluation, cf. 3.2.3). Compte tenu des mécanismes multiples de l'effet de vide, aucune différence significative n'est par contre relevée pour le CTC.

Calcul de la proportion de neutrons retardés et du temps de génération

Le calcul simplifié de la proportion de neutrons retardés tel qu’implémenté dans MURE par N. Capellan pendant sa thèse a été utilisé ici à titre provisoire. Cette méthode est basée sur un découpage en 6 groupes de précurseurs optimisés pour que leurs constantes de décroissance λ_i s’appliquent avec la même validité à tous les actinides usuels. Mis au point à l’origine pour la gestion des nombreux isotopes du cycle U/Pu [99], ce découpage s’accompagne des nombres de neutrons retardés associés à chaque actinide groupe par groupe et permet ainsi d’automatiser le calcul des proportions de neutrons retardés totale β et par groupe i de précurseurs β_i du combustible en fonction de son burnup par une somme sur tous les actinides participant à la fission dans les cellules évoluant gérées par MURE. Précisons que les valeurs ainsi calculées (cf. tableau 5.2) n’ont pas été pondérées par l’importance⁶ des neutrons induisant les fissions : elles ne tiennent pas compte des “différences d’efficacité” des neutrons vis-à-vis de la fission du fait de leurs énergies et de leurs positions (plus ou moins favorables) respectives et ne peuvent donc pas être qualifiées d’effectives.

Group number i	Actinide-independent decay constant λ_i (s ⁻¹)	^{nat} U β_i (pcm)	Th/ ²³³ U β_i (pcm)
1	1.29 10 ⁻²	24	22
2	3.11 10 ⁻²	152	82
3	1.34 10 ⁻¹	149	74
4	3.31 10 ⁻¹	273	95
5	1.26	85	23
6	3.21	36	8

TAB. 5.2 – Groupes de précurseurs d’après [99] et proportions de neutrons retardés obtenues par MURE pour les CANDUs ^{nat}U (total de 719 pcm) et Th/²³³U (total de 304 pcm) en début de cycle.

Néanmoins, cette approximation reste a priori acceptable dans notre cas de cœur de CANDU, dont le spectre est particulièrement bien thermalisé et dont la proportion de neutrons en périphérie est faible (ce qui ne sera par contre clairement pas le cas d’un cœur de REP fortement sous-modéré et équipé d’un gros réflecteur : il sera indispensable dans ce cas d’implémenter le calcul de la proportion de neutrons retardés effective, i.e. “pondérée par l’importance”). La valeur $\beta = 719$ pcm fournie par MURE (à la précision standard de 60 pcm) pour l’^{nat}U est facilement vérifiable par un calcul simplifié basé sur les contributions respectives de l’²³⁸U et de l’²³⁵U à la fission en début de cycle (environ 5 et 95 %) et leurs proportions de neutrons retardés typiques (qui s’élèvent à environ 1500 et 700 pcm à ± 10 % près), donnant avec la même incertitude environ 740 pcm.

⁶Sans trop entrer dans les détails techniques, on peut concevoir assez correctement l’importance d’un neutron (dépendant de son énergie et de sa position dans le cœur) comme l’ampleur de sa contribution potentielle au flux à l’équilibre par l’intermédiaire de la réaction en chaîne [66]. L’équivalent “mathématique” de cette importance “physique” est appelé *flux adjoint* et se calcule selon un formalisme basé sur un produit scalaire, comparable à celui de la mécanique quantique. Il donne en outre accès au traitement perturbatif de l’équation d’équilibre neutronique.

De même, on peut estimer la proportion totale β du CANDU ^{nat}U en fin de cycle à 430 pcm (avec 6, 30 et 64 % des fissions pour respectivement l' ^{238}U , l' ^{235}U et le ^{239}Pu dont la proportion de neutrons retardés est d'environ 200 pcm). Cette valeur, fortement diminuée, n'en reste pas moins largement supérieure à celle du cas Th/ ^{233}U (304 pcm en début de cycle et à peu près constante ensuite, provenant pour l'essentiel de l' ^{233}U). Déjà évoquée au chapitre 1, cette faible proportion de neutrons retardés est un des problèmes majeurs du cycle thorium et justifie à elle-seule les études de transitoires qui vont suivre. Avant d'être définitivement retenue, la valeur de 304 pcm obtenue avec MURE pour le β du CANDU Th/ ^{233}U (cf. tableau 5.2) est vérifiée par l'évaluation suivante dite "prompte" basée sur deux calculs MCNP (et qui ne néglige que l'impact des neutrons retardés sur les formes du flux et du flux adjoint) : $\beta_{eff} \simeq 1 - k_p/k \simeq 313 \text{ pcm} \pm 6 \text{ pcm}$ avec k_p le facteur de multiplication des seuls neutrons prompts (obtenu avec l'instruction "TOTNU NO") et k le facteur de multiplication total incluant les neutrons retardés (fourni par défaut en calcul de criticité).

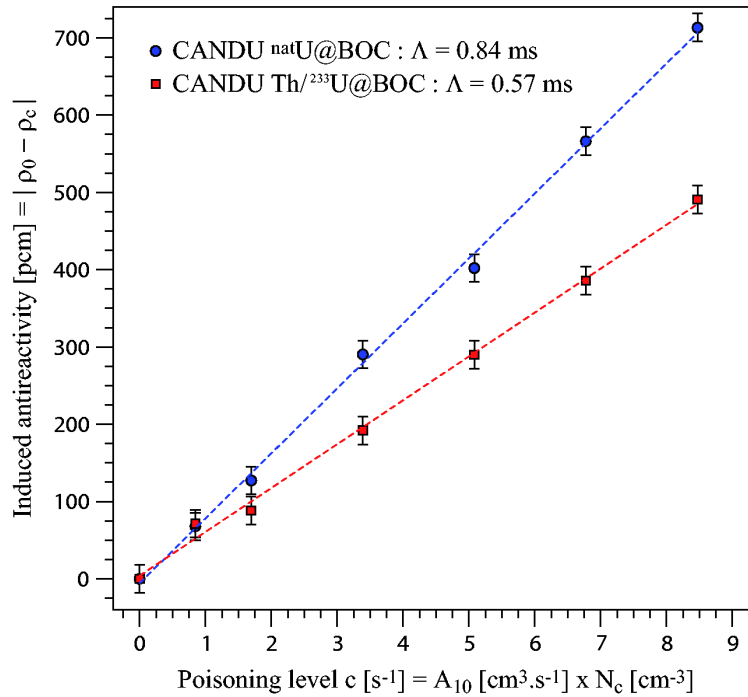


FIG. 5.3 – Estimation du temps de génération effectif en CANDU ^{nat}U et Th/ ^{233}U (début de cycle), basée sur la théorie des perturbations au premier ordre (empoisonnement homogène au ^{10}B).

Le temps de génération Λ est le temps moyen entre deux générations de neutrons (de l'ordre de la *ms* en CANDU) et joue, tout comme la proportion de neutrons retardés β , un rôle important dans la cinétique de la réaction en chaîne. Une première façon d'évaluer Λ est d'exploiter la durée de vie prompt des neutrons ℓ_p ("prompt removal lifetime") directement fourni par MCNP, selon la formule de définition de $\Lambda = \ell_p/k$ (valeur notée Λ_{MCNP} dans la suite). Précisons ici que, tout comme pour le calcul de β par MURE, c'est un assemblage semi-réfléchi de CANDU qui a été utilisé (i.e. long de 6 m et uniquement réfléchi sur les côtés de façon à tenir compte de la distribution du flux et des fuites axiales). Les valeurs ainsi obtenues pour Λ_{MCNP} sont 0.77 et 0.51 ms, respectivement pour le CANDU ^{nat}U et $\text{Th}/^{233}\text{U}$ (en début de cycle). Comme les valeurs de β calculées par MURE, ces valeurs de Λ ne sont pas "pondérées par l'importance" des neutrons suivis par MCNP pour établir la durée de vie prompt moyenne : on sous-estime ainsi la contribution des "vieux neutrons", qui diffusent longtemps dans l'eau lourde modératrice du CANDU avant de rejoindre une zone de combustible et éventuellement d'y induire une nouvelle fission. Par rapport à des valeurs "effectives", on s'attend donc à ce que les temps de génération Λ_{MCNP} soient sous-estimés.

Pour évaluer l'ampleur de cette sous-évaluation (limitée à quelques % en spectre thermique mais pouvant atteindre un ordre de grandeur en cœur rapide et réfléchi), on a recours à une méthode plus sophistiquée donnant accès à une estimation quasi-effective (car appliquée ici à notre assemblage semi-réfléchi et non au cœur de CANDU complet) du temps de génération [100]. Le principe de cette méthode est d'accéder au temps de génération effectif en perturbant la réactivité nominale ρ_0 par une section efficace macroscopique d'absorption $\Sigma_{a,c}$ homogène dans tout le cœur (associée à une concentration N_c de poison neutronique) dont la dépendance à la vitesse v des neutrons est choisie idéale (sans résonance) en $1/v$ selon $\Sigma_{a,c} = N_c \frac{A_{10}}{v} = \frac{c}{v}$ avec $A_{10} \simeq 8.47 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ la constante propre au ^{10}B (dont la section efficace varie en $1/v$ jusqu'à une énergie de plusieurs centaines de keV), extraite par simple interpolation linéaire [101]. La théorie des perturbations de l'équilibre neutronique, valable au premier ordre pour des empoisonnements assez faibles, permet d'établir que Λ_{eff} est la pente de la droite obtenue en traçant l'antiréactivité induite $|\rho_0 - \rho_c|$ en fonction du taux d'empoisonnement $c = A_{10} \times N_c$ (cf. figure 5.3).

Ces calculs préliminaires n'ayant été effectués que sur un assemblage partiellement réfléchi (avec des fuites uniquement axiales), on considère par précaution que les temps de génération ainsi obtenus ne sont pas tout à fait effectifs (et on les note par conséquent Λ). Ils sont néanmoins plus proches de Λ_{eff} que l'estimation directe d'après MCNP (montrant que la sous-évaluation due à cette dernière est d'au moins 10 % environ) et on conserve leurs valeurs (0.84 et 0.57 ms, respectivement pour le CANDU ^{nat}U et $\text{Th}/^{233}\text{U}$ en début de cycle) dans toute la suite.

5.2 Transitoires en thermique et cinétique ponctuelles couplées

Une fois l'équilibre initial décrit de façon complète et cohérente, on peut procéder au suivi en cinétique point de la puissance totale et des températures moyennes au cours de transitoires accidentels i.e. induits par des insertions brutales de réactivité. On rappelle que seul l'état d'un cœur neuf au démarrage peut être correctement représenté par cette approche, qui permet toutefois de nombreuses comparaisons entre cycle actuel et cycle thorium et sur laquelle repose le code CheckPoint de cinétique et thermique ponctuelles couplées présenté dans cette partie.

5.2.1 CheckPoint : un code de cinétique point validé pour le CANDU ^{nat}U

Définition préalable des puissances neutronique et résiduelle

L'objectif du code simplifié CheckPoint⁷ est de comparer le comportement du CANDU Th/²³³U à celui du CANDU ^{nat}U en cas d'insertion instantanée de réactivité, sans arrêt de la réaction en chaîne⁸ : on cherche à vérifier dans quelle mesure le système peut revenir à un nouvel état stable sans subir de détérioration majeure. Bien adaptée à notre description moyenne de la thermique, la cinétique point⁹ qui néglige tout détail spatial dans la variation de la population neutronique est retenue pour la simulation de tels transitoires. Avant de le valider sur le CANDU ^{nat}U puis de l'appliquer au CANDU Th/²³³U pour comparaison, nous décrivons ici les principes de CheckPoint en procédant par ajout progressif. La première étape essentielle est une définition précise des dépôts de puissance moyens P_1 et P_2 respectivement dans les volumes de combustible (indiqué 1 dans toute la suite) et de caloporteur (indiqué 2 dans toute la suite) de l'assemblage¹⁰ traité par CheckPoint.

Dans un CANDU-6, environ 6 % de la puissance totale $P_{totale}(t)$ est déposée en dehors du combustible essentiellement par l'intermédiaire des gammas : 5.5 % dans les structures et surtout le modérateur (refroidi par un échangeur dédié, non simulé ici) et le reste $P_2(t)$ dans le caloporteur [97]. Le calcul précis de $P_1(t)$ impose (surtout pour les transitoires d'arrêt ou d'insertion d'antiréactivité) d'y distinguer une puissance dite "neutronique" (liée au ralentissement des Produits de Fission et des neutrons, également appelée "Prompt Power") d'une puissance dite "résiduelle" (liée à la désintégration des Produits de Fission, également appelée "Fission Product Power" et représentant 6.8 % de la puissance totale à l'équilibre). Compte tenu de toutes ces données, on peut ainsi écrire :

$$P_1(t) = P_{neutronique}(t) + P_{résiduelle}(t) \quad (5.4)$$

$$\text{et } P_{neutronique}(t) = 0.94 \times 0.932 \times P_{totale}(t) \quad (5.5)$$

dans laquelle on ne retient successivement que la partie "prompte" (93.2 %) puis effectivement déposée dans le combustible (94 %) de la puissance totale. Le "Neutron Factor" $n(t)$ défini par :

$$P_{totale}(t) = P_{totale}(0) \times n(t) \quad (5.6)$$

sera la première inconnue du système d'équations différentielles de la cinétique ponctuelle décrit plus bas, résolu à partir de l'instant initial $t = 0$ (équilibre thermique et neutronique, juste avant l'insertion de réactivité). La partie résiduelle de $P_1(t)$ est modélisée par 3 "groupes de précurseurs de puissance résiduelle" (également appelés "Fission Product Power Groups"), caractérisés par leurs rendements r_j de production par fission (l'indice j variant de 1 à 3 avec respectivement 1.6, 1.6 et 3.6 % d'après les chiffres fournis par [97] et proches du standard ANS 5.1 "American National

⁷Dont l'essentiel a été développé à l'occasion d'un séjour de collaboration MURE au centre de Řež près de Prague en décembre 2005, et présenté un an plus tard lors d'un atelier MURE à l'IPNO.

⁸De tels transitoires sont du type ATWS (Anticipated Transient "Without Scram", i.e. "sans arrêt volontaire de la réaction en chaîne"). Nous ne traiterons que la catégorie UTOP (Unprotected Transient Over Power) de ces transitoires, lors desquels on laisse l'excursion de puissance se développer jusqu'à stabilisation.

⁹Utilisée de façon intensive jusque dans les années 60 pour la conception des réacteurs actuels, elle est remplacée aujourd'hui par des codes plus sophistiqués (dédiés à l'exploitation industrielle de ces mêmes réacteurs).

¹⁰Plus représentatif qu'un sous-canal, dont le choix était imposé pour le calcul thermique d'équilibre par BATH.

Standard for Decay Heat Power in LWR”) et leurs constantes de désintégration ω_j (respectivement $9.4 \cdot 10^{-2}$, $1.4 \cdot 10^{-2}$ et $4.0 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) selon l’expression suivante :

$$P_{\text{résiduelle}}(t) = P_{\text{totale}}(0) \times \sum_{j=1}^3 \omega_j \tau_j(t) \quad (5.7)$$

$$\text{avec } \tau_j(t) = \frac{N_j(t) Q_j}{P_{\text{totale}}(0)}$$

le “poids” (ou “FP Power Group Weight”, en s) du groupe j calculé (en tant qu’autre inconnue du système cinétique) à partir du bilan moyen Q_j de la désintégration d’un précurseur de type j et du nombre total $N_j(t)$ de ces précurseurs. On vérifie qu’à l’instant initial $P_1(0)$ et $P_2(0)$ représentent respectivement 94.408 % (dont 87.608 % “prompts”) et 0.466 % de la puissance totale, le reste exact de 5.126 % étant bien déposé dans le modérateur selon ce modèle conservé dans toute la suite.

Résolution numérique du système d’équations de la cinétique point

La première équation concerne comme annoncé le “Neutron Factor” $n(t)$ dont l’évolution est régie par un terme “prompt” (faisant intervenir la réactivité ρ , la proportion totale β des neutrons retardés et le temps de génération Λ) proportionnel à $n(t)$ et un terme “retardé” lié à la désintégration des précurseurs de neutrons retardés (6 groupes usuels, indicés par i de 1 à 6). Le nombre $p_i(t)$ de précurseurs i (de constante de désintégration λ_i) est normalisé par rapport au nombre total de neutrons $n(t)$ dont la valeur initiale est fixée à $n(0) = 1$ par définition (cf. formule 5.6) :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i p_i(t) \quad (5.8)$$

Via chaque nombre $p_i(t)$ de précurseur, cette équation est couplée aux 6 suivantes contenant chacune un terme de production prompt et un terme de disparition par désintégration :

$$\frac{dp_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i p_i(t) \quad (5.9)$$

où β_i est la proportion des neutrons retardés issus du groupe i (fournie par MURE). L’influence des photoneutrons (retardés car issus de la photodissociation de deutons du modérateur dont le bilan est de 2.2 MeV et qui est induite par les gammas de désexcitation des précurseurs β^-) a été testée et trouvée négligeable pour les transitoires relativement rapides étudiés dans la suite. Ces photoneutrons typiques du CANDU ne représentent en effet que 5 % des neutrons retardés et sont en outre émis avec un retard d’environ 20 minutes après la fission, bien plus long que celui des neutrons retardés classiques (émis par désintégration $\beta^- n$ après 10 secondes en moyenne). Les 3 dernières équations (de forme analogue aux 6 précédentes) régissent l’évolution des poids (appelés “FP Power Group Weights”) $\tau_j(t)$ retenus pour modéliser la puissance résiduelle, selon :

$$\frac{d\tau_j}{dt} = r_j n(t) - \omega_j \tau_j(t) \quad (5.10)$$

où r_j est le rendement (par fission) du groupe j de précurseurs de puissance résiduelle. Il s’agit à présent de résoudre ce premier système cinétique de $1 + 6 + 3 = 10$ équations couplées.

La résolution de ces équations différentielles ordinaires se fait sans aucune difficulté spatiale (du type conditions aux limites) du fait de leur caractère ponctuel, selon le schéma temporel dit “explicite” (ou “de différence vers l’avant”) dans lequel toutes les inconnues à la fin d’un pas de temps (instant $t + h$) sont obtenues à partir de leurs valeurs à l’instant t initial. Avec ce schéma, simple à programmer mais pouvant souffrir d’instabilité numérique, nous utilisons par précaution la méthode d’intégration dite de “Runge-Kutta d’ordre 4” qui approche la solution en $t + h$ à partir de sa valeur en t et d’une évaluation de la pente sur h obtenue par combinaison linéaire de 4 estimateurs (en t , $t + h/2$ et $t + h$) couplés entre eux. Cette méthode autorise le contrôle de la précision en cours de calcul [102], ce qui est pleinement exploité par l’algorithme “à pas variable” implémenté dans CheckPoint via une classe DynamicalSystem¹¹ inspirée des Numerical Recipes du C++ [103]. On compense ainsi l’ordre élevé (pour une plus grande stabilité) de la méthode par son accélération via l’augmentation automatique en cours de calcul du pas de temps h , pour lequel 1 ms s’avère être une valeur initiale satisfaisante (de l’ordre du temps caractéristique Λ du problème).

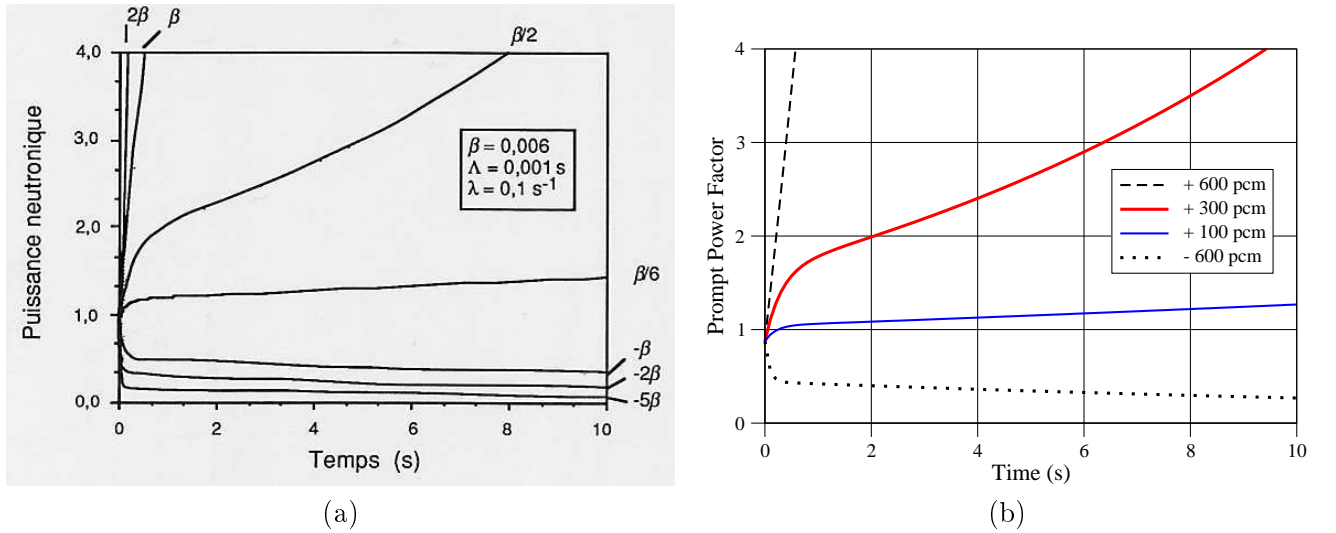


FIG. 5.4 – Résultats obtenus pour $P_{neutronique}(t)$ par D. Rozon [97] à partir de paramètres cinétiques typiques d’un cœur neuf de CANDU *nat*U (a) et par CheckPoint avec les mêmes valeurs (b), dans différents cas d’insertion brutale de réactivité sans contre-réaction thermique.

La figure 5.4 montre le bon accord de notre modèle (en cours de construction, à ce niveau sans contre-réaction thermique) avec des résultats bien établis pour la puissance neutronique (évaluée à 88 % environ de la puissance totale) à partir de valeurs approchées des paramètres cinétiques (remplacées dans la suite par les valeurs exactes calculées précédemment). Le système cinétique peut à présent être enrichi de 2 équations supplémentaires pour le calcul des nouvelles températures moyennes $T_1(t + h) = T_1(t) + \Delta T_1$ et $T_2(t + h) = T_2(t) + \Delta T_2$ à la fin de chaque pas de temps, afin d’en déduire l’impact $\Delta\rho = (\partial\rho/\partial T_1)\Delta T_1 + (\partial\rho/\partial T_2)\Delta T_2$ des contre-réactions thermiques (via respectivement le FTC et le CTC) sur la réactivité et sa nouvelle valeur $\rho(t + h) = \rho(t) + \Delta\rho$ maintenue constante (dans notre schéma temporel explicite) sur tout le pas de temps suivant.

¹¹Comparable à celle utilisée dans MURE pour le calcul de l’évolution des compositions du combustible [8] et dans un projet informatique de simulation de la trajectoire des sondes spatiales Voyager (à l’ENSPG, entre 2006 et 2008).

Ajout du calcul des températures moyennes pour les contre-réactions thermiques

Rappelons qu'à la différence de BATH qui calcule l'équilibre initial au niveau d'un sous-canal équivalent, CheckPoint base son calcul cinétique et thermique ponctuel sur un assemblage moyen complet. Les 2 dernières équations 5.11 et 5.12 couplant les 2 inconnues supplémentaires $T_1(t)$ et $T_2(t)$ sont les bilans en puissance (tous les termes sont en W) respectivement des volumes V_1 de combustible (26.1 L environ) et V_2 de caloporteur (20.6 L environ) de l'assemblage calculé :

$$d_1 V_1 C_1 \frac{dT_1}{dt} = P_1 - H_1 (T_1 - T_2) \quad (5.11)$$

$$d_2 V_2 C_2 \frac{dT_2}{dt} = P_2 + H_1 (T_1 - T_2) - D_2 C_2 \times 2 (T_2 - T_{in}) \quad (5.12)$$

avec d_1 (d_2) et C_1 (C_2) respectivement la masse volumique du combustible (caloporteur) et sa chaleur spécifique. Les produits $d_1 V_1$ et $d_2 V_2$ sont constants (masses totales en présence supposées inchangées pendant le transitoire), avec d_1 choisie maximale (i.e. sans porosité, soit 10.7 g/cm³ environ dans le cas ^{nat}U à 1000 K et 9.85 g/cm³ dans le cas Th/²³³U à 900 K). La dépendance de la chaleur spécifique C_1 à la température est prise en compte par simple interpolation linéaire réalisée entre 600 et 1800 K d'après [56] avec 320 et 290 J.kg⁻¹.K⁻¹ environ dans les cas ^{nat}U à 1000 K et Th/²³³U à 900 K respectivement. L'équation 5.11 relie ainsi la variation de la température du combustible à son chauffage par la fission et à son refroidissement par le caloporteur (second terme de droite, H_1 étant la conductance thermique globale en W.K⁻¹ entre combustible et caloporteur via l'interface complexe constituée du gap gazeux et de la gaine). Notons que les conductivités thermiques (du combustible et de la gaine) n'interviennent pas ici : elles sont prises en compte implicitement dans la valeur moyenne $T_1(0)$ issue de BATH et dans la conductance globale H_1 (supposée constante et déterminée numériquement, sans passer par son expression analytique détaillée).

L'équation 5.12 retranscrit le chauffage du caloporteur (direct via P_2 et par transfert de chaleur depuis le combustible) la puissance perdue par circulation, avec D_2 son débit massique constant (pour l'instant indéterminé). La dépendance de la chaleur spécifique C_2 à la température est prise en compte par interpolation cubique entre 540 et 590 K d'après [96] dans les conditions nominales du CANDU, avec 5200 J.kg⁻¹.K⁻¹ environ à 560 K. Entre T_{in} sa valeur en entrée (imposée constante à 540 K) et $T_{out}(t)$ sa valeur en sortie (environ 580 K à $t = 0$, cf. figure 5.2), T_2 varie presque linéairement le long de l'assemblage et permet l'approximation $(T_{out} - T_{in}) \simeq 2(T_2 - T_{in})$.

Revenons pour terminer sur H_1 et D_2 , les 2 paramètres caractéristiques de l'assemblage traité et restant encore indéterminés à ce stade : ils vont être calculés de façon à assurer dans CheckPoint un équilibre parfait¹² à $t = 0$. L'équation 5.11 fournit $H_1 = P_1/T_1 - T_2 \simeq 11600$ W.K⁻¹ dans le cas standard¹³ et 15000 W.K⁻¹ dans le cas Th/²³³U, traduisant le meilleur transfert thermique dans ce dernier cas du seul fait de l'écart réduit entre T_1 et T_2 (340 K, contre 440 K pour l'^{nat}U). L'équation 5.12 impose le même débit $D_2 = P_1 + P_2 / C_2 \times 2(T_2 - T_{in}) \simeq 25$ kg.s⁻¹ dans les 2 cas, en accord avec les 10 t/s environ de caloporteur à travers les 380 assemblages d'un cœur de CANDU-6 [55].

¹²Le début de chaque transitoire est pollué sinon par une remise à l'équilibre artificielle, due au (léger) désaccord inévitable entre l'équilibre fourni par BATH et des valeurs de H_1 et D_2 qui seraient calculées indépendamment.

¹³Cette valeur est en accord à quelques % près avec celle calculée usuellement comme l'inverse (multiplié par la surface d'échange) de la somme des résistances thermiques (K.W⁻¹.m²) entre le combustible et le caloporteur [55].

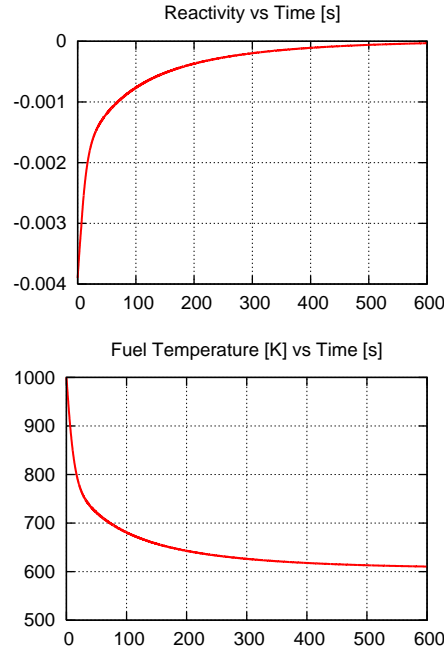
Définition de transitoires non protégés enveloppes et calcul dans le cas ^{nat}U (BOC)

Nous limitons ici l'application de CheckPoint à des transitoires de type UTOP (Unprotected Transient Over Power) i.e. lors desquels la réactivité n'est plus déterminée (après une perturbation initiale extérieure) que par les seules contre-réactions thermiques jusqu'à un nouvel équilibre. Notre modèle thermique ponctuel reste valable sur chaque transitoire jusqu'à l'équilibre à condition¹⁴ que la température moyenne du caloporteur $T_2(t)$ soit toujours inférieure à sa température d'ébullition $T_b = 590$ K en CANDU. Partant de cette limitation fondamentale de CheckPoint à de la thermique monophasique et moyenne, nous proposons 2 types de transitoires extrêmes destinés à caractériser chaque cas (d'abord ^{nat}U ici puis $\text{Th}/^{233}\text{U}$ dans la partie suivante) par un intervalle de "pilotabilité" défini pour la borne inférieure par la réactivité (négative) minimale qu'on peut insérer sans arrêter¹⁵ la réaction en chaîne et pour la borne supérieure par la réactivité (positive) maximale qu'on peut insérer sans atteindre¹⁶ l'ébullition moyenne du caloporteur. Le premier type de transitoire est appelé "UTOP min" (cf. figure 5.5 ci-dessous pour le cas ^{nat}U) et le second "UTOP max" dans toute la suite. Plus l'intervalle $[\Delta\rho_{min}, \Delta\rho_{max}]$ ainsi obtenu sera large, et plus le niveau de sûreté global (du cœur neuf correspondant) pourra être qualifié d'élevé en première approximation.

```

nuttin@lpsc3090x[src] check
Checkpoint
... PK with lumped TF for safety checks
*****
Initial reactivity step [pcm]
-390
Total integration time [s]
600
*****
Calculation of all kinetic parameters :
fFPDelayYield = 0.00718553
fFPDelayConstant = 0.0819682 [s-1]
fFPPowerYield = 0.068
fNeutronFactor = 1
fPrecursorFactor = 104.36
Ptot = 5.4e+06
P1 = 5.09803e+06
P2 = 25164
H1 = 11586.4
D2 = 24.7784
*****
Initialization of the solution vector :
fKineticSolution[0] = 1
fKineticSolution[1] = 22.3788
fKineticSolution[2] = 58.0462
fKineticSolution[3] = 13.1872
fKineticSolution[4] = 9.80798
fKineticSolution[5] = 0.805032
fKineticSolution[6] = 0.134709
fKineticSolution[7] = 0.170213
fKineticSolution[8] = 1.14286
fKineticSolution[9] = 90
fKineticSolution[10] = 1000
fKineticSolution[11] = 560
    
```

(a)



(b)

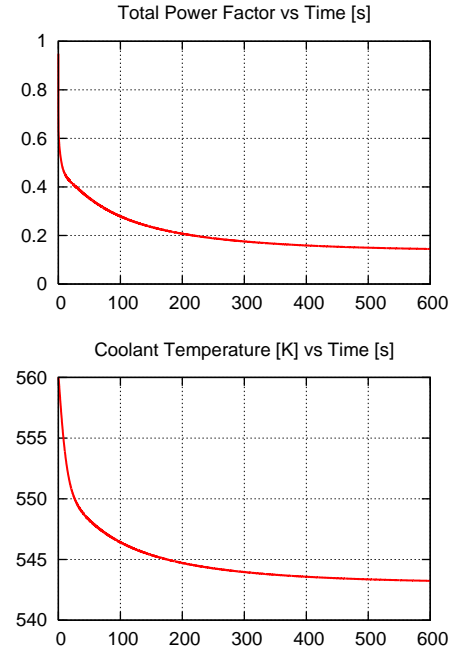


FIG. 5.5 – Jeu initial des paramètres thermiques ou cinétiques (a) et résultats (b) calculés par CheckPoint pour le transitoire "UTOP min" du CANDU ^{nat}U (BOC) avec $\Delta\rho_{min} = -390$ pcm.

¹⁴On vérifie également que $T_1(t)$ reste inférieure à la température de fusion du combustible oxyde (de l'ordre de 3000 K), mais cette limite n'est jamais atteinte dans les transitoires présentés ici.

¹⁵En pratique, on détermine (à ± 10 pcm) la réactivité insérée minimale $\Delta\rho_{min}$ qui autorise un nouvel équilibre neutronique, i.e. le retour à une réactivité nulle.

¹⁶En pratique, on détermine (à ± 10 pcm) la réactivité insérée maximale $\Delta\rho_{max}$ qui conduit à une température T_2 d'équilibre final tout juste (inférieure ou) égale à $T_b = 590$ K.

La figure 5.5 décrit le premier transitoire calculé (“UTOP min” du CANDU ^{nat}U), comme tous les autres par la suite, en deux temps : elle présente d’abord l’état initial des paramètres thermiques ou cinétiques affiché en début de calcul pour vérification (a), puis les principaux résultats obtenus jusqu’à l’équilibre (b). CheckPoint fournit ainsi avant le calcul la proportion totale β des neutrons retardés (720 pcm environ), la constante de désintégration moyenne des précurseurs à un groupe (0.08 s^{-1} environ), la part résiduelle de la puissance totale à équilibre (6.8 %), le nombre total de précurseurs par neutron (104 environ), les principaux paramètres thermiques (puissances en W, H_1 en W.K^{-1} , D_2 en kg.s^{-1}) et enfin les 12 valeurs initiales du vecteur solution (n , p_i avec i de 1 à 6, τ_j avec j de 1 à 3, T_1 et T_2). L’intégralité des résultats est stockée dans un répertoire sous forme de fichiers formatés, qu’on peut visualiser dès la fin du calcul à l’aide de 2 interfaces graphiques au choix : la première basée sur l’outil ROOT du CERN est utile pour la recherche progressive de $\Delta\rho_{min}$ ou $\Delta\rho_{max}$ tandis que la seconde basée sur gnuplot permet de produire une synthèse compacte des résultats du transitoire finalement retenu. Dans le cas présent “UTOP min” du CANDU ^{nat}U , on a vérifié au préalable - en partant de valeurs trop négatives pour $\Delta\rho_{min}$ - l’arrêt effectif de la réaction en chaîne qui se traduit par la convergence de la réactivité vers une valeur qui reste strictement négative (et par la convergence de T_2 vers $T_{in} = 540 \text{ K}$), tandis que la puissance totale se réduit à sa part résiduelle lentement décroissante (de l’ordre du % après 1 h environ). Comme décrit par la figure 5.5 (b), la valeur minimale de réactivité compatible avec un nouvel équilibre neutronique est $\Delta\rho_{min} = -390 \text{ pcm}$, avec T_2 stabilisée à seulement 3 K au-dessus de T_{in} et un “Total Power Factor” (somme de P_1 et P_2 valant 0.95 environ à $t = 0$) réduit à 0.14 environ.

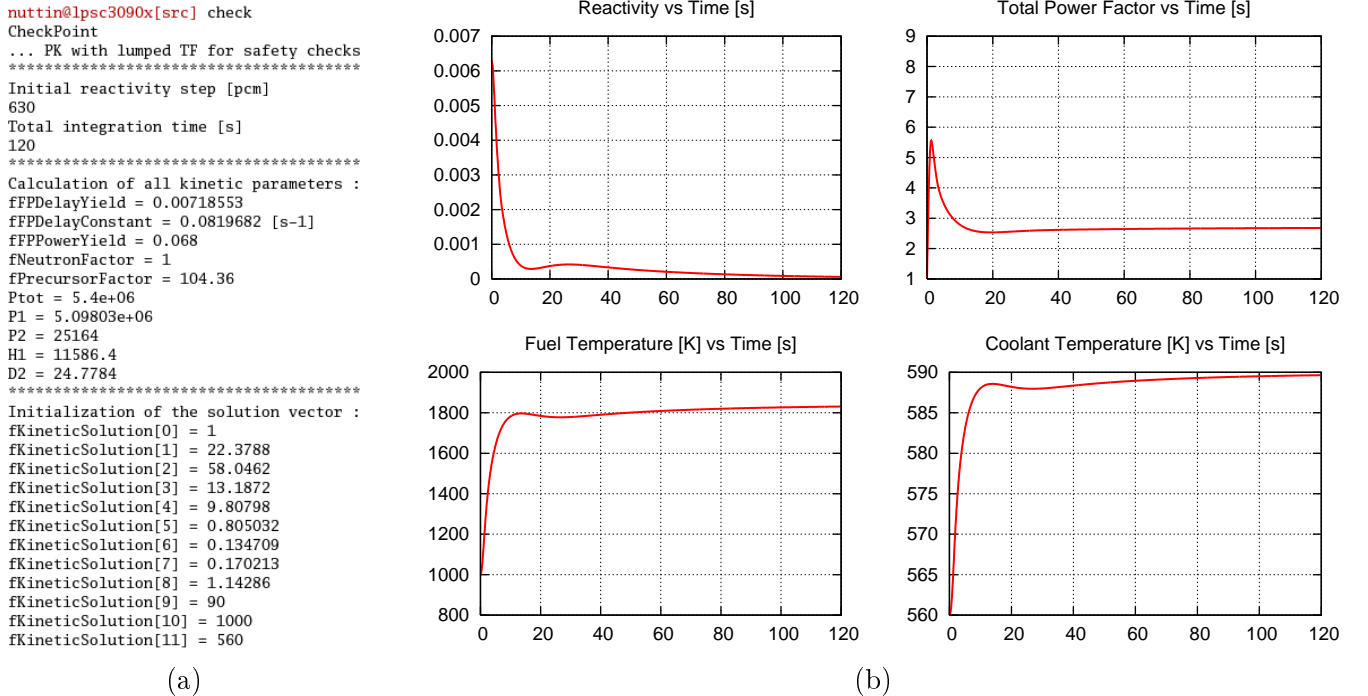


FIG. 5.6 – Jeu initial des paramètres thermiques ou cinétiques (a) et résultats (b) calculés par CheckPoint pour le transitoire “UTOP max” du CANDU ^{nat}U (BOC) avec $\Delta\rho_{max} = 630 \text{ pcm}$.

La figure 5.6 indique qu'après l'insertion de $\Delta\rho_{max} = 630$ pcm (inférieure à $\beta \simeq 720$ pcm) le Total Power Factor atteint 5.6 environ en 1.3 s (avant de se stabiliser finalement à 2.70), provoquant en 10 s du fait des contre-réactions thermiques la chute de la réactivité jusqu'à des valeurs presque nulles (de l'ordre de la dizaine de pcm) et la stabilisation de T_1 à 1800 K (soit 800 K de plus qu'à $t = 0$). Il est facile, à partir des valeurs du FTC et du CTC (cf. tableau 5.1), de vérifier leurs contributions approximatives à l'annulation de $\Delta\rho_{max}$ ($30 \text{ K} \times 5 \text{ pcm/K} \simeq 150 \text{ pcm}$ pour le CTC et $800 \text{ K} \times -1 \text{ pcm/K} \simeq -800 \text{ pcm}$ pour le FTC, dont l'effet est donc dominant). Remarquons à ce propos que la stabilisation définitive n'est obtenue que bien après les 10 premières secondes, à cause d'un léger "overshoot" (effet non-linéaire typique des contre-réactions) de la réactivité i.e. d'une chute trop brutale induite par le FTC jusqu'à une valeur inférieure à celle qui lui assurerait une évolution monotone : cet écart négatif de réactivité se traduit (du fait du FTC négatif et dominant) par une ré-augmentation temporaire, répercutée sur tous les autres paramètres vers $t = 20$ s.

Complétons ces résultats par un autre critère, lié au choc thermique pouvant être supporté par le combustible sans subir de détérioration. Selon ce critère défini dans [19], l'augmentation ΔH_1 d'enthalpie (par chauffage isobare) du combustible oxyde (neuf ici) au cours du transitoire ne doit pas dépasser 225 cal/g ce qu'on vérifie (en moyenne seulement) avec une valeur $\Delta H_1 \simeq 65$ cal/g obtenue en intégrant la loi linéaire $C_1(T_1)$ de l'oxyde d' ^{nat}U entre 1000 et 1800 K.

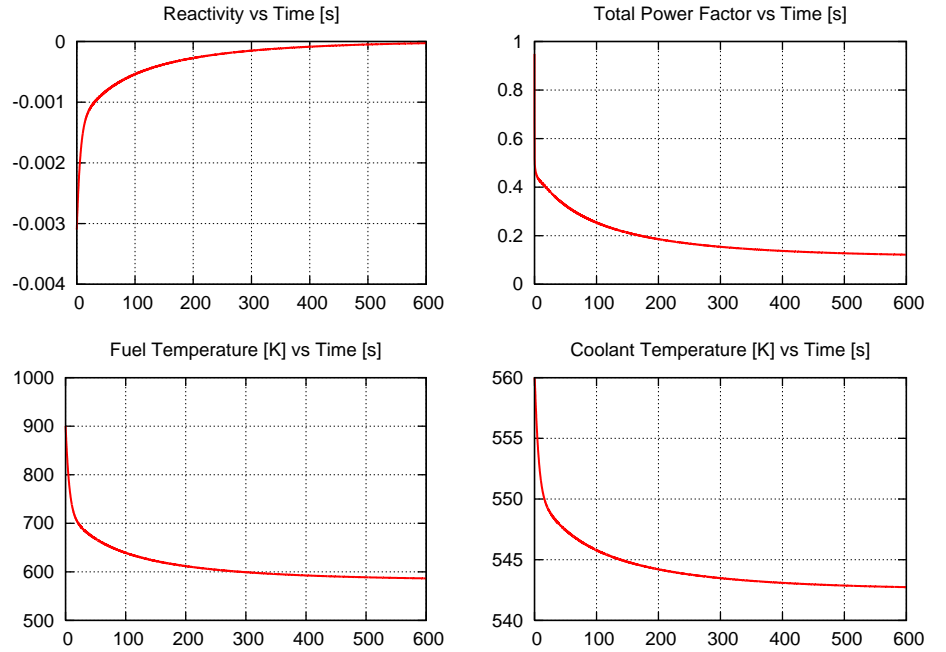
5.2.2 Application au cas Th/ ^{233}U et pistes pour l'amélioration de la sûreté

Calcul de la version Th/ ^{233}U (BOC) des transitoires "UTOP min" et "UTOP max"

```

nuttin@lpssc3090x[src] check
Checkpoint
... PK with lumped TF for safety checks
*****
Initial reactivity step [pcm]
-310
Total integration time [s]
600
*****
Calculation of all kinetic parameters :
fFPDelayYield = 0.00303466
fFPDelayConstant = 0.0585387 [s-1]
fFPPowerYield = 0.068
fNeutronFactor = 1
fPrecursorFactor = 90.9478
Ptot = 5.4e+06
P1 = 5.09803e+06
P2 = 25164
H1 = 14994.2
D2 = 24.7784
*****
Initialization of the solution vector :
fKineticSolution[0] = 1
fKineticSolution[1] = 29.4738
fKineticSolution[2] = 46.3931
fKineticSolution[3] = 9.668
fKineticSolution[4] = 5.05328
fKineticSolution[5] = 0.318765
fKineticSolution[6] = 0.0408537
fKineticSolution[7] = 0.170213
fKineticSolution[8] = 1.14286
fKineticSolution[9] = 90
fKineticSolution[10] = 900
fKineticSolution[11] = 560
    
```

(a)



(b)

FIG. 5.7 – Jeu initial des paramètres thermiques ou cinétiques (a) et résultats (b) calculés par CheckPoint pour le transitoire "UTOP min" du CANDU Th/ ^{233}U (BOC) avec $\Delta\rho_{min} = -310$ pcm.

Comme le montre la figure 5.7, le transitoire “UTOP min” du CANDU Th/ ^{233}U ressemble beaucoup à celui de l' ^{nat}U . La valeur minimale de réactivité compatible avec un nouvel équilibre est réduite à $\Delta\rho_{min} = -310$ pcm, avec T_2 stabilisée à 3 K au-dessus de T_{in} comme dans le cas ^{nat}U . Le “Total Power Factor” à l’équilibre est un peu plus faible (0.11 environ) et T_1 stabilisée à 580 K (du fait d’une puissance inférieure et du transfert de chaleur plus efficace depuis l’oxyde de thorium).

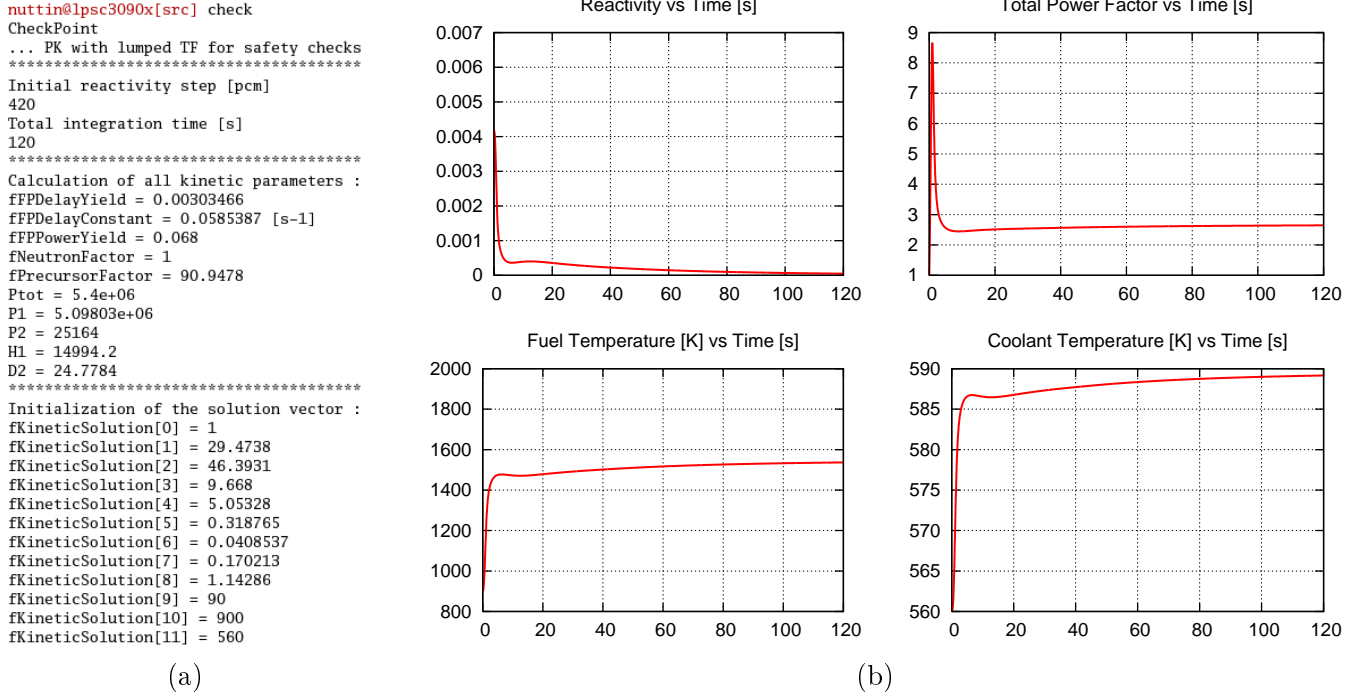


FIG. 5.8 – Jeu initial des paramètres thermiques ou cinétiques (a) et résultats (b) calculés par CheckPoint pour le transitoire “UTOP max” du CANDU Th/ ^{233}U (BOC) avec $\Delta\rho_{max} = 420$ pcm.

Dans la version Th/ ^{233}U du transitoire “UTOP max” (cf. figure 5.8), la puissance maximale est à la fois plus élevée (“Total Power Factor” de 8.7) et atteinte plus rapidement (en 0.9 s) à partir d’une insertion de réactivité pourtant moindre ($\Delta\rho_{max} = 420$ pcm) du fait essentiel d’une proportion plus faible des neutrons retardés (de seulement 300 pcm environ). Notons à ce propos que contrairement au cas ^{nat}U la divergence en tout début de transitoire est “sur-critique prompte” (i.e. avec multiplication nette des neutrons prompts tant que $\rho > \beta$), avant son retour en 0.7 s à un régime “retardé” (i.e. dont la cinétique est imposée par les neutrons retardés). La chute de réactivité associée (en 5 s) est environ 2 fois plus rapide que dans le cas ^{nat}U , avec un début de stabilisation de T_1 à 1500 K environ (soit 600 K de plus qu’à $t = 0$). On remarque pour la réactivité le même phénomène d’overshoot que dans le cas ^{nat}U , retardant l’équilibre définitif du même laps de temps de 2 minutes environ sans changement notable du niveau de puissance atteint (“Total Power Factor” de 2.67). Du point de vue de la résistance du combustible par rapport au cas ^{nat}U , le choc thermique subi par l’oxyde de thorium est réduit grâce à sa conductivité plus élevée : la variation d’enthalpie évaluée à $\Delta H_1 \simeq 43$ cal/g sur le transitoire (entre 900 K et 1500 K) est ainsi diminuée d’un tiers et reste bien inférieure à la limite de 225 cal/g définie pour un combustible oxyde neuf [19].

Les facteurs déterminant la différence de sûreté entre les cas ^{nat}U et $\text{Th}/^{233}\text{U}$ semblent bien avant tout “neutroniques” (FTC, CTC) et thermiques (favorables au cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$, compensant en partie son moins bon FTC). Les paramètres cinétiques n’ont en effet qu’un impact très faible sur la différence de sûreté. L’impact “cinétique” le plus important est obtenu en associant de façon fictive aux groupes de neutrons retardés du cas ^{nat}U les mêmes proportions β_i (et les mêmes constantes de désintégration λ_i) que celles du cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$ (toutes choses inchangées par ailleurs). L’insertion maximale de réactivité n’est alors réduite (logiquement, mais très faiblement) que de 630 à 590 pcm, ce qui tend à relativiser l’inconvénient de la faible proportion des neutrons retardés de l’ ^{233}U .

Notre critère du $\Delta\rho_{max}$ est de fait beaucoup plus sensible aux contre-réactions thermiques, et en particulier au FTC (dont la part dans l’annulation de la réactivité insérée domine clairement dans tous les cas) : le FTC un peu meilleur du cas ^{nat}U attribué fictivement au cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$ remonte ainsi efficacement $\Delta\rho_{max}$ de 420 à 550 pcm. Les différences thermiques (chaleur spécifique du ThO_2 légèrement inférieure et surtout conductivité thermique plus élevée d’environ 50 %) représentent quant à elles des avantages certains, en permettant de limiter ΔT_1 à 600 K au lieu de 800 et ΔH_1 à 43 cal/g au lieu de 65 notamment. La sûreté globale du CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ - dont l’intervalle de “pilotabilité” est évalué à [-310 pcm, 420 pcm] - apparaît pour toutes ces raisons finalement assez peu détériorée et plutôt proche de celle du CANDU ^{nat}U qui s’étend sur [-390 pcm, 630 pcm].

Pistes pour l’amélioration de la sûreté du CANDU thorium

La suite logique de cette étude est double : il s’agit d’évaluer des améliorations envisageables à court terme de la sûreté du CANDU thorium (n’incluant pas le recours à un combustible innovant de type carbure ou nitrure, trop radical dans l’immédiat) et ensuite de confirmer les résultats établis pour les configurations les plus intéressantes (i.e. améliorant au mieux la sûreté sans trop dégrader la conversion) par des calculs plus précis. Une première piste d’amélioration de la sûreté est celle de l’ACR (Advanced CANDU Reactor), résultat à caloporteur eau légère (et au réservoir d’eau lourde modératrice fortement réduit, avec un enrichissement de l’uranium à environ 2 wt% d’ ^{235}U) des études de conception d’un NG (Next Generation) CANDU. En cas de perte du caloporteur H_2O , l’absorption par l’hydrogène des neutrons thermiques (revenant du modérateur) en périphérie de l’assemblage est remplacée par celle plus importante d’un crayon central (d’hafnium gainé de zirconium) : la CVR devient ainsi négative [23]. Mais cette version dégrade trop la conversion exceptionnelle du CANDU standard : depuis 2011, l’AECL a “abandonné” l’ACR pour revenir sous l’appellation EC6 (Enhanced CANDU-6) à une version simplement évoluée du CANDU-6 [54].

Il reste néanmoins possible de s’éloigner un peu du CANDU standard sans trop dégrader sa haute conversion, à partir d’études mettant au point dès la fin des années 80 un assemblage dit “LVR” (Low Void Reactivity) i.e. à CVR réduite (mais toujours positive) basé sur un léger enrichissement de l’uranium (environ 1 wt% d’ ^{235}U) et un absorbant (dysprosium ou gadolinium) central [104]. Il serait intéressant d’appliquer cette méthode au cas $\text{Th}/^{233}\text{U}$ en étudiant les efficacités respectives d’un sur-enrichissement en ^{233}U (sans dépasser 1.50 wt% pour un FIR supérieur à 0.9) et d’une zone centrale absorbante, non seulement pour réduire la CVR de 1000 pcm (CANDU $\text{Th}/^{233}\text{U}$ de référence) à 600 pcm si possible (de façon à limiter l’insertion $\Delta\rho$ initiale à la proportion β totale des neutrons retardés en cas de vidange complète d’une des 2 boucles de caloporteur) mais aussi et surtout pour améliorer la contre-réaction thermique dominante du combustible sur la réactivité.

Pistes pour l'amélioration de la représentativité des calculs

Au préalable, il est possible de vérifier les résultats précédents à l'aide de la technique du Bilan de Réactivité Quasi-Statique (BRQS). Basée également sur la cinétique ponctuelle, cette technique permet la seule évaluation de l'équilibre obtenu à la fin d'un transitoire à condition qu'il soit suffisamment lent (de sorte que l'état du cœur le plus contraignant pour la sûreté est l'état final) en décomposant la réactivité comme une somme d'effets intégraux et en écrivant qu'elle s'annule à la fin du transitoire. Mise au point pour la conception de réacteurs rapides refroidis au sodium [105] et remise récemment au goût du jour (e.g. dans la thèse de S. Pilarski [106] réalisée à l'IPNO), cette technique pourrait être adaptée au CANDU et permettre de conforter nos résultats ponctuels.

Mais comme CheckPoint, le BRQS repose sur la cinétique ponctuelle et présente à ce titre le même risque d'une évaluation trop optimiste de la sûreté lié au fait que seules les distributions initiales du flux en espace et en énergie sont prises en compte. Il faut donc raffiner le détail spatial et énergétique de notre modèle cinétique, en privilégiant pour le CANDU l'aspect spatial selon la recommandation de [97]. En effet, un cœur de CANDU (de grande taille et à spectre thermique) peut être dit découplé¹⁷ dans la mesure où les neutrons n'en voient qu'une petite partie pendant la *ms* qu'ils y passent. Et cette particularité explique précisément que les perturbations d'intérêt pour la sûreté sont avant tout spatiales¹⁸ en CANDU (e.g. via une forte absorption locale et le basculement de flux associé). Le raffinement de la description spatiale doit s'accompagner d'un traitement diphasique de la thermohydraulique (pour localiser l'ébullition) et de la prise en compte d'une répartition du combustible (selon son burnup) dans le cœur représentative de l'équilibre du rechargement en ligne. Une tentative de classification sommaire des différentes méthodes permettant de se rapprocher d'un tel résultat est présentée ci-dessous, depuis les plus précises (et sophistiquées, le plus souvent dédiées à l'exploitation industrielle) jusqu'aux plus approximatives (et pratiques, basées sur des approches plus physiques) qui seront retenues pour nos études ultérieures.

Nous allons distinguer deux types de “**MÉTHODES INDUSTRIELLES**”. Le premier est celui des “**méthodes directes**” qui consistent à résoudre l'équation de diffusion multigroupe dépendant du temps par sa discrétisation spatiale en points (différences finies) ou dans les codes les plus récents en mailles (éléments finis, permettant une meilleure prise en compte des conditions aux limites). Les dépendances multiples (en espace, énergie et temps notamment) et le nécessaire couplage avec la thermohydraulique réservent l'utilisation des codes imposants basés sur de telles méthodes (sans approximation physique) au calcul de réacteurs parfaitement définis, dans une optique d'exploitation plutôt que de conception. C'est également le cas du second type de “méthodes industrielles” qui regroupe l'ensemble des “**méthodes de factorisation**”, dont la cinétique ponctuelle en est pourtant la forme la plus simple : en partant de la forme complète de l'équation (résolue numériquement par une méthode directe), ces méthodes donnent accès à des solutions plus accessibles en relâchant progressivement le niveau de précision par diverses approximations successives. Leur point commun est de décomposer le flux $\Phi(\vec{r}, E, t)$ recherché en le produit d'une amplitude $\phi(t)$ traduisant la variation temporelle du flux total et d'une distribution $\psi(\vec{r}, E, t)$ chargée de reproduire les petites

¹⁷Un cœur à spectre rapide de RNR est au contraire dit couplé, car souvent plus petit et traversé par des neutrons dont le libre parcours moyen est important : dans ce cas, c'est le détail énergétique qui doit être privilégié.

¹⁸Sauf dans le cas particulier de l'effet de vide, lors duquel les effets de spectre dominant (cf. chapitre 2).

variations partielles (en espace, énergie et temps). Ainsi la méthode de factorisation IQS (Improved Quasi-Static), la plus utilisée pour la cinétique spatiale dans les codes industriels de diffusion, fournit des résultats qui ne diffèrent de la solution exacte (i.e. obtenue par méthode directe) que par l'erreur minime liée à la négligence du terme en $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ de l'équation complète [107]. Ce principe de simplification progressive¹⁹ propres aux méthodes de factorisation peut être astucieusement exploité pour adapter le niveau de raffinement de l'équation à résoudre à l'outil de calcul envisagé, comme par exemple dans le travail de thèse de F. Vaïana [108] réalisé au CEA Grenoble et utilisant le code de transport Monte Carlo TRIPOLI couplé au code de CFD (Computational Fluid Dynamics) TRIO-U.

De façon plus classique, le traitement industriel de la cinétique spatiale en CANDU peut se faire avec le code de diffusion DONJON (utilisant la méthode IQS) couplé au code CATHENA (Canadian Algorithm for THERmalhydraulic Network Analysis) de thermohydraulique (diphasique et reproduisant les 2 boucles de caloporteur). D'autres options sont envisageables, comme le duo formé par PARCS (Purdue Advanced Reactor Core Simulator) pour la cinétique spatiale et TRACE (TRAC/RELAP Advanced Computation Engine) pour la thermohydraulique associée ou encore le package CATHARE-CRONOS-FLICA²⁰ du CEA. Mais bien qu'offrant un large éventail d'accidents à simuler, ces outils sont trop raffinés pour nous permettre une approche simplifiée (qui était le parti pris de CheckPoint) destinée avant tout à finaliser la conception neutronique du cœur.

Pour cette raison, nos études de sûreté ultérieures (dont le but sera de confirmer et préciser les conclusions de CheckPoint pour le CANDU thorium) vont privilégier la seconde catégorie moins raffinée des **“MÉTHODES APPROCHÉES”** (ou “d'aide à la conception”) dont nous allons décrire les deux principaux types. Toujours dans le même ordre décroissant des niveaux de précision, le premier est celui des **“méthodes modales”** qui cherche une solution sous la forme d'une combinaison linéaire (dépendant du temps) des “modes” que sont les solutions harmoniques pré-calculées de l'équation statique de la diffusion sur l'ensemble du cœur [38]. Avec un nombre limité de modes (à partir d'une dizaine), cette méthode produit rapidement une solution à la précision restant acceptable dans le cas du CANDU [97]. Le second type de méthodes, un peu plus approchées encore, est celui des **“méthodes nodales”** qui reposent sur la décomposition du cœur en quelques sous-volumes (ou “nœuds”) dont on pré-calculé les contributions (partielles et couplées entre elles) à la réactivité par l'intermédiaire de coefficients dits de couplage [109]. Cette approche est la plus approximative mais aussi la plus rapide, ce qui explique son succès dans les simulateurs en temps réel [110] et en fait une technique de choix pour l'extension spatiale de CheckPoint.

Un point de départ possible²¹ vers un tel développement basé sur cette technique des coefficients de couplage consisterait en le calcul détaillé des contre-réactions thermiques (FTC et CTC) locales, zone par zone (“nœud par nœud”) du cœur de CANDU. Leur indépendance pourrait être étudiée avec MCNP/MURE, et le cas échéant des facteurs d'équivalence (se rapprochant des coefficients de couplage) pourraient être introduits avant de mettre en œuvre la méthode dans son ensemble.

¹⁹En s'arrêtant avant la forme minimale qu'est la cinétique ponctuelle pour conserver un détail spatial suffisant.

²⁰CATHARE (Code Avancé de THERmohydraulique pour les Accidents sur les Réacteurs à Eau) est un code “système” (gérant le fonctionnement du réacteur complet) couplé au code de diffusion CRONOS2 (pour la cinétique spatiale, équivalent de DONJON) et au code de thermohydraulique sous-canal FLICA4 (équivalent de COBRA-EN).

²¹Discuté en septembre 2011 avec (N. Capellan et) A. Schell, à propos des perspectives de son travail de PFE.

Chapitre 6

Potentiel du REP très sous-modéré et refroidi à l'eau lourde ou légère

*Cela est bien dit, répondit Candide,
mais il faut cultiver notre jardin.*

Voltaire, Candide ou l'Optimisme

6.1 Cœur refroidi à l'eau lourde et piloté par Variation de Spectre

Les excellents niveaux de conversion atteints par le CANDU thorium, dont l'intérêt global reste à confirmer à l'issue d'études de sûreté plus précises et menées sur des versions éventuellement améliorées (cf. chapitre précédent), nous incitent à en rechercher de meilleurs pour le REP (réacteur à eau le plus répandu à l'heure actuelle, notamment dans le “jardin” nucléaire français ...) i.e. plus précisément pour des cœurs fortement sous-modérés en cuve de REP standard. Comme établi à la fin du chapitre 4, les deux moyens envisageables sont d'une part le recours à l'eau lourde comme caloporteur (idéal pour durcir le spectre sans modifier l'efficacité d'extraction de la chaleur) étudié par l'expérience SSCR (Spectral Shift Control Reactor) à la fin des années 60 en Belgique [88], et d'autre part la réduction importante de la proportion volumique d'eau légère (accompagnée d'une nécessaire diminution de la puissance) validée par l'expérience LWBR (Light Water Breeder Reactor) à la fin des années 70 aux Etats-Unis [86]. Ces options ont des modes exotiques de gestion de la réactivité (e.g. par géométrie variable de cœur) qui rendent leur étude par simulation complexe et imposent d'exploiter au maximum toute la flexibilité offerte par l'outil MCNP/MURE. Les résultats préliminaires présentés ici ont ainsi tous été obtenus à partir de calculs MCNP/MURE effectués au niveau d'un assemblage de REP N4 et exploités directement (i.e. sans cœur-équivalence).

6.1.1 Ajout d'eau légère ou retrait de barres fertiles

Variation de Spectre par ajout d'eau légère

L'utilisation d'eau lourde décrite dans cette partie 6.1 d'après les résultats de [9] est a priori l'option la plus intéressante des deux, dans la mesure où elle permet de conserver la puissance volumique d'un cœur REP standard (d'environ 100 W.cm^{-3}) tout en le sous-modérant fortement.

Mais le spectre intermédiaire (entre thermique et rapide, cf. chapitre 4) obtenu rend bien moins efficace les méthodes traditionnelles de gestion de la réactivité par absorption ajustée (à l'aide de bore soluble ou de barres de contrôle) : la solution alternative, appelée Variation de Spectre (VS) ou Spectral Shift Control (SSC), consiste justement à adoucir le spectre en cours de cycle de façon à compenser exactement la chute de réactivité. Une première possibilité pour ce faire, proposée dès la fin des années 50 [87], est de remplacer une part croissante du caloporteur eau lourde (pur en début de cycle) par de l'eau légère. Cette idée a été testée avec succès au SCK de Mol par des expériences de criticité avec des mélanges D_2O/H_2O dans le réacteur VENUS¹ au début des années 60, puis par l'expérience SSCR réalisée entre 1966 et 1968 dans le cœur VULCAIN du réacteur expérimental BR-3 (de 10 MW_e) avec un combustible proche de l'UOX standard. Cette expérience a démontré la faisabilité² de ce mode de gestion, avec un burnup final de 40 GWj/t obtenu sans encombre.

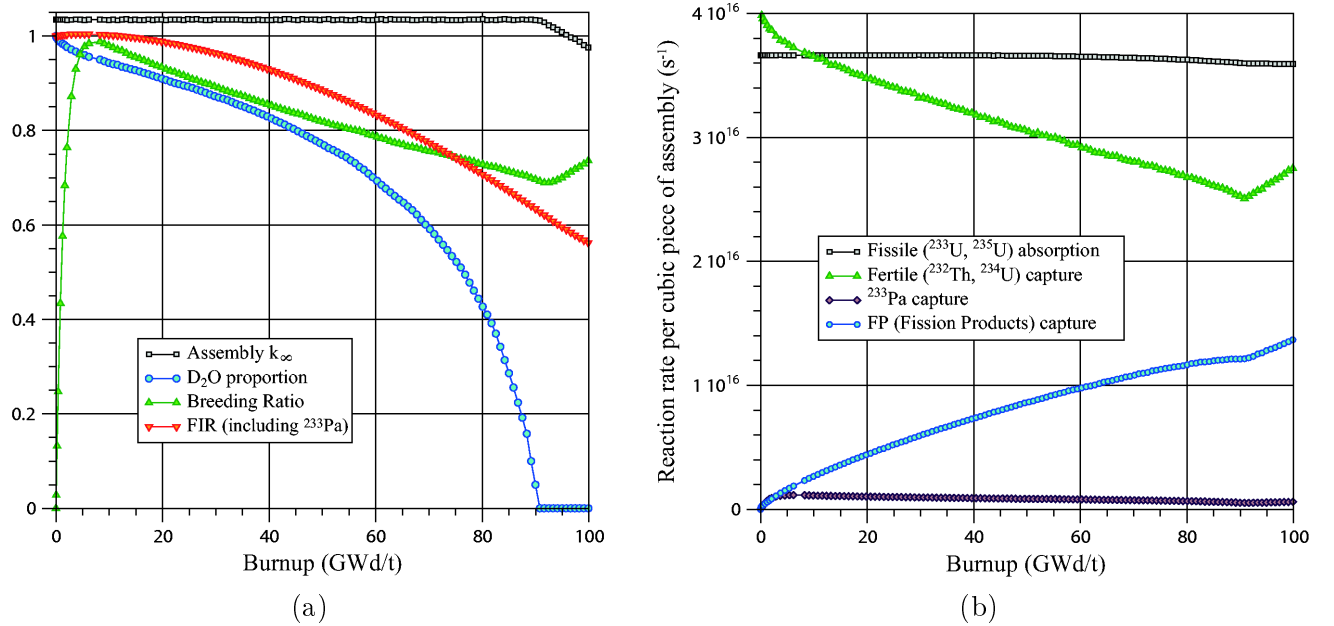


FIG. 6.1 – Performances de conversion (a) et principaux taux de réaction (b) du REP Th/²³³U refroidi à l'eau lourde (enrichi à 4.00 wt% et de RM standard) avec VS par ajout d'eau légère.

Notre étude simplifiée de ce type de gestion d'un cœur fortement sous-moderé refroidi à l'eau lourde repose sur le même morceau cubique d'assemblage N4 standard (entièrement réfléchi) de 1.04 MW_{th} décrit en 2.2.2 et exploité directement (sans aller jusqu'au calcul cœur comme dans les chapitres 2, 3 et 4). Le calcul MCNP/MURE d'évolution du combustible est effectué de manière à maintenir le facteur de multiplication constant et toujours supérieur ou égal au seuil de criticité $k_{\infty}^{threshold}$ (cf. chapitre 2), légèrement réduit (à environ 1.03) par rapport au REP standard du fait d'absorptions parasites liées au contrôle moins importantes. Comme décrit par la figure 6.1 (a), un facteur de multiplication de 1.035 est obtenu avec un enrichissement initial en ²³³U de 4.00 wt%

¹Dont le cœur est actuellement rempli de briques de plomb, pour l'expérience GUINEVERE de démonstration de la faisabilité du monitoring en ligne de la réactivité d'un ADSR (Accelerator-Driven Subcritical Reactor).

²Mais non sa compétitivité, d'où l'abandon du SSC pour le REP (juste avant son démarrage massif en France).

et maintenu constant (à ± 300 pcm) par l'ajout progressif d'eau légère dont la concentration est automatiquement ajustée par MURE à peu près tous les 1000 MWj/t à partir d'une estimation en ligne de son impact sur la réactivité (chaque point correspondant à un nouveau calcul MCNP). On remarque que le BR (cf. expression 3.2) est toujours inférieur à 1, ce qui explique la décroissance du FIR jusqu'au burnup maximal de 90 GWj/t au bout duquel toute l'eau lourde a été remplacée par de l'eau légère. Au-delà le k_∞ qui ne peut plus être maintenu constant³ chute, et le BR (qui est, au premier ordre, inversement proportionnel au k_∞) augmente.

La figure 6.1 (b) montre que le maintien du k_∞ se fait (surtout pour compenser le principal empoisonnement neutronique, dû aux Produits de Fission) au détriment du taux de capture fertile (et donc de la conversion). Elle permet en outre de mieux comprendre le mécanisme éminemment *énergétique* de cette technique de VS par ajout d'eau légère, qui provoque une augmentation du pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_s$ (cf. 4.3.2) et donc du facteur anti-trappe (cf. expression 3.1 dont la dépendance en $\xi\Sigma_s$ reste valable dans notre cas hétérogène) : les neutrons perdent plus d'énergie à chaque choc ralentisseur et se font par conséquent moins absorber dans les résonances épithermiques du ^{232}Th , ce qui se traduit par un facteur anti-trappe plus élevé et un bonus de réactivité. Pour préserver une conversion élevée (qui est notre principal objectif à ce niveau de conception), on retient comme burnup final intéressant 28 GWj/t associé à un FIR de 0.97 environ.

Comme dans la plupart de nos études, le compromis accepté ci-dessus ne tient pas compte de toutes les contraintes économiques. En particulier, il y a un surcoût inévitable lié à l'utilisation initiale d'eau lourde pure et à sa nécessaire reconstitution en fin de cycle. L'eau lourde s'obtient à partir d'eau légère (dans laquelle la concentration en HDO n'est que de 1 pour 3200) traitée par distillation, électrolyse (ces techniques exigeant une mise en cascade très coûteuse) ou divers procédés chimiques d'échange basés sur la légère différence de poids donc de cinétique de formation entre H_2O et D_2O et qui sont en général préférés. Le plus utilisé⁴ de ces procédés est le "Girdler Sulfide Process" qui exploite en boucle les transferts de D d'abord à 30 °C entre du H_2S (+ HDS) gazeux et de l'eau légère (+ HDO) liquide puis à 130 °C en sens inverse jusqu'à atteindre une teneur en eau lourde de 20 at%. Cette dernière est complétée jusqu'aux valeurs "reactor-grade" (entre 99.75 et 99.98 at%) du "deuterium oxide" par distillation sous vide (l'eau lourde, dont la température d'ébullition de 101.4 °C est plus élevée, se concentrant en solution). Notons que seule cette seconde étape (la moins coûteuse et polluante) est nécessaire après arrêt à 28 GWj/t pour une concentration finale en eau lourde légèrement inférieure à 90 at% (cf. figure 6.1). Ajoutons que, par rapport au volume total d'eau lourde d'environ 500 m³ utilisé par un CANDU-6 (de 650 MW_e), le volume nécessaire (circuit primaire) pour un REP N4 (de 1450 MW_e) ne serait que de 200 m³.

Variation de Spectre par retrait de barres fertiles

Pour éviter d'avoir à re-distiller l'eau lourde en fin de cycle, une autre méthode de VS - qu'on peut qualifier de *spatiale* - est possible qui consiste à maintenir la criticité en diminuant le taux de capture fertile par l'extraction progressive de crayons d'oxyde de thorium hors du cœur.

³Cette évaluation est pessimiste dans la mesure où elle suppose un seuil de criticité $k_\infty^{\text{threshold}}$ constant, alors que le taux de fuites diminue en fait légèrement au cours du cycle du fait de la thermalisation du spectre par l'eau légère (diminution qui pourrait être prise en compte dans une version cœur-équivalente ultérieure de cette étude).

⁴Notamment jusqu'en 1997 par la "Bruce Heavy Water Plant", avec une production de 700 t/an. Après le Canada, l'Inde est le second producteur mondial. La demande limitée actuelle fixe un prix de l'ordre de 1000 US\$/kg.

Cette technique, déjà largement étudiée pour des cœurs de type REP refroidis aussi bien à l'eau lourde [63] qu'à l'eau légère [15], exploite ainsi la réserve de réactivité constituée initialement par l'ensemble des captures dans ces crayons ThO_2 mobiles dédiés. Contrairement au cas précédent, l'assemblage simulé (de puissance totale standard 20.7 MW_{th}) n'est réfléchi que sur les côtés et découpé en 5 zones axiales. Un k_∞ initial d'environ 1.07 est obtenu avec un enrichissement en ^{233}U de 6.00 wt% dans les 228 crayons fissiles de cet assemblage représenté par la figure 6.2 (a). Par un usage détourné de la classe FuelReprocessing⁵ de MURE, on procède régulièrement (à peu près tous les 5 GWj/t) à la remontée d'un cran des crayons fertiles de façon à maintenir⁶ le k_∞ autour de 1.03 comme indiqué par la figure 6.2 (b) jusqu'à atteindre un burnup maximal de 30 GWj/t environ.

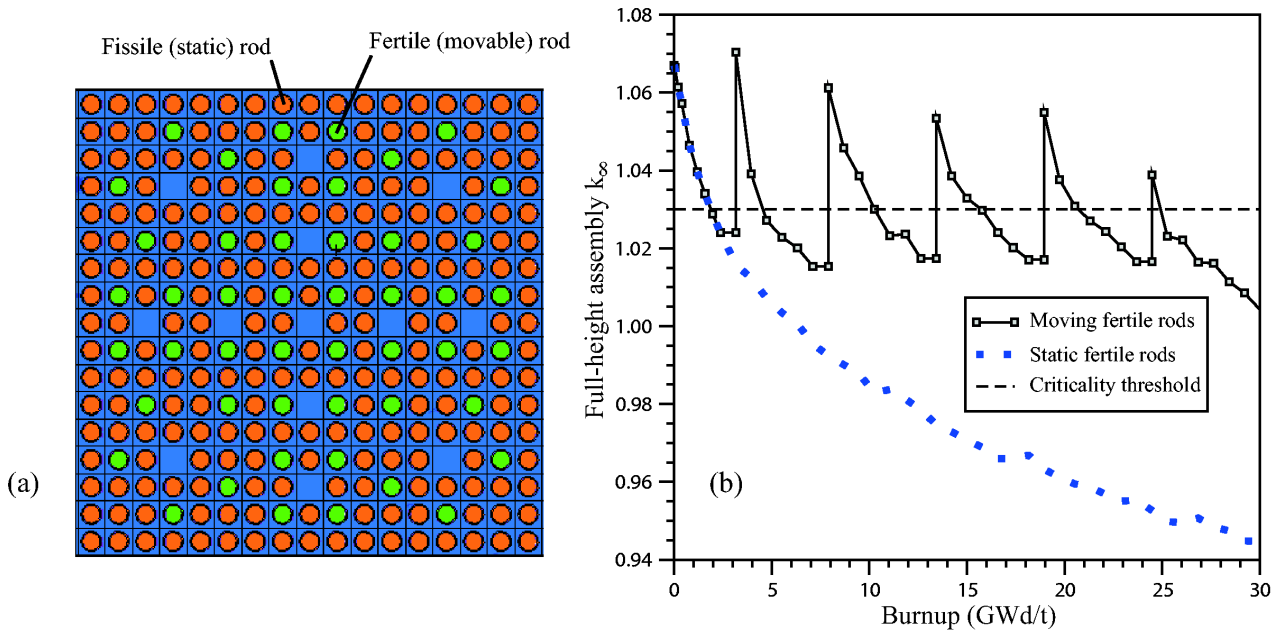


FIG. 6.2 – Coupe horizontale (a) de l'assemblage REP $\text{Th}/^{233}\text{U}$ entier (enrichi à 6.00 wt% et de RM standard) et évolution du k_∞ (b) lors de la VS par retrait progressif de ses 48 crayons fertiles.

Après un burnup final de 28 GWj/t (choisi identique au cas précédent), le FIR calculé sur les seuls crayons fissiles statiques n'est que de 0.94 mais le FIR global incluant les crayons mobiles (et l' ^{233}U produit dedans) s'élève bien à 0.97, ce qui démontre l'équivalence neutronique des méthodes de VS énergétique (précédente, par ajout d' H_2O) et spatiale (ici, par retrait de ThO_2). Précisons que l'ajustement de la longueur de chaque période entre deux retraits est effectué à la main, mais qu'il pourrait se faire automatiquement après implémentation du calcul en ligne de la réactivité différentielle des crayons fertiles. Un autre point à améliorer concerne l'évaluation de la probabilité de fuite des neutrons, qui se révèle a posteriori être plus proche de 4000 pcm que de 3000 pcm (comme le suppose le seuil de 1.03 retenu pour le k_∞) après vérification par un calcul cœur.

⁵Mise au point par O. Méplan pour la simulation précise du multi-recyclage d'un RNR équipé de couvertures [48].

⁶En pratique, des barres de compensation (non simulées ici) assurent le réglage fin de la réactivité. Par ailleurs, la version ancienne de MURE utilisée n'autorisait qu'un seul calcul MCNP par valeur de burnup : la valeur de k_∞ juste avant un retrait est pour cette raison affichée identique à la précédente (ce qui est sans effet sur le reste du calcul).

6.1.2 Pistes de recherche communes aux deux techniques

Sûreté à préciser et à évaluer globalement

Dans notre approche classique de conception, la sûreté du REP thorium refroidi à l'eau lourde et à RM standard ne sera à étudier qu'une fois ses performances de conversion validées. On peut néanmoins indiquer ici ses principales caractéristiques de sûreté. Pour les deux techniques de VS envisagées, le FTC reste constant à -7 pcm/K environ tandis que la CVR augmente⁷ de -22000 pcm en début de cycle à -13000 pcm en fin de cycle. Le niveau des contre-réactions thermiques de ce type de cœur est donc a priori très intéressant pour la sûreté, qui devra malgré tout être évaluée de façon globale par CheckPoint dont on veillera à adapter les approximations à ce genre de spectre quasi-rapide. En particulier, les valeurs tabulées de FTC et CTC devront être corrigées de l'effet (non négligeable dans ce cas) des fuites selon la méthode exposée en 5.1.2 pour le CANDU.

Réduction des fuites et sous-modération renforcée

Dans toutes les simulations effectuées jusqu'à présent du REP thorium refroidi à l'eau lourde (et donnant des performances similaires quelle que soit la technique de VS utilisée), il y a présence implicite autour du cœur correspondant de couvertures dont la fonction est d'ajuster les fuites au niveau approximatif choisi pour le seuil et de garantir ainsi le même niveau de conversion. L'étude précise de telles couvertures impose de compléter nos premiers calculs d'assemblage par des études détaillées de cœur sur la taille duquel on commencera par jouer afin de réduire au maximum le niveau des fuites (en s'orientant par exemple vers un cœur REP plus gros de type EPR, à 241 assemblages au lieu de 205). On pourra également rechercher un plan de chargement plus favorable, avec en périphérie du combustible plus irradié que dans le plan de chargement classique par tiers utilisé dans les chapitres 2 et 4). Enfin, la conception des couvertures doit également tenir compte des contraintes thermohydrauliques opposées aux objectifs neutroniques : la haute conversion requiert en effet un volume important de couvertures de faible puissance volumique, alors que l'optimum thermique vise plutôt l'inverse. Un bon compromis de départ, inspiré des études du LWBR (cf. chapitre 4), pourrait ainsi être un volume de couvertures double de celui du cœur pour une puissance volumique moyenne moitié moindre (la puissance thermique étant alors la même dans les deux parties).

Une autre piste à explorer est celle de la sous-modération "géométrique" du REP refroidi à l'eau lourde, dont l'étude s'est pour l'instant limitée au RM standard de 2 environ (cas très légèrement sous-générateur, avec un FIR de 0.97 pour un burnup acceptable de 28 GWj/t). En sous-modérant à puissance volumique standard jusqu'au RM minimal de 0.8 imposé par la thermohydraulique, il est possible d'améliorer la conversion : un simple calcul d'assemblage (exploité en k-average) enrichi à 7.5 wt% avec un RM de 0.78 (obtenu comme au chapitre 4 en concentrant 416 crayons pour couvrir 21×21 emplacements, dont 25 trous d'eau) indique un FIR de 1.04 après un burnup de 50 GWj/t. Ces performances idéales s'accompagnent toutefois d'une nette détérioration des contre-réactions thermiques, avec un FTC réduit à -5 pcm/K environ et surtout une CVR qui devient positive⁸ en cours de cycle (de -1000 pcm à 5000 pcm en fin de cycle). Il existe donc un optimum de conversion et de sûreté entre le RM standard et le RM minimal de 0.8, qu'il ne reste plus qu'à déterminer.

⁷Contrairement aux cas sous-modérés à l'eau légère de la partie 4.2 pour lesquels la CVR (négative) diminue.

⁸Certes gérable en CANDU thorium (CVR de 1000 pcm), mais avec un temps de génération bien plus long.

6.2 Cœur refroidi à l'eau légère et à puissance volumique réduite

Dans le cas précédent refroidi à l'eau lourde, il reste une dernière possibilité : celle de réduire la puissance volumique. Cette marge de manœuvre supplémentaire dans ce cas (très flexible du point de vue de la conception grâce au recours à l'eau lourde) est précisément la seule dont dispose le REP refroidi à l'eau légère (décrit dans cette partie) pour atteindre la régénération. En effet, l'eau légère (grâce à la section efficace de diffusion élastique particulièrement élevée de l'hydrogène) est un modérateur très compact, et il faut en retirer une fraction volumique importante (en-deça du RM minimal de 0.8 à puissance volumique standard) pour ne le cantonner pratiquement qu'au seul rôle de caloporteur. Les cœurs REP refroidis à l'eau légère qui visent la régénération sont donc forcément du type "serré", avec un RM moyen inférieur à 0.8 et une puissance volumique moyenne inférieure à 100 W/cm^3 (ce qui se traduit inévitablement par une réduction de la puissance totale et donc une perte de compétitivité). Dans ces conditions, on obtient bien (par exemple d'après [111]) le même type de spectre intermédiaire (comparé dans cette étude à des spectres de REB standard ou légèrement sous-moderé) et les mêmes performances satisfaisantes de sûreté (CVR négative d'au moins quelques centaines de pcm) qu'avec un caloporteur eau lourde et un RM standard.

6.2.1 Mise au point d'un modèle de cœur simplifié représentatif du LWBR

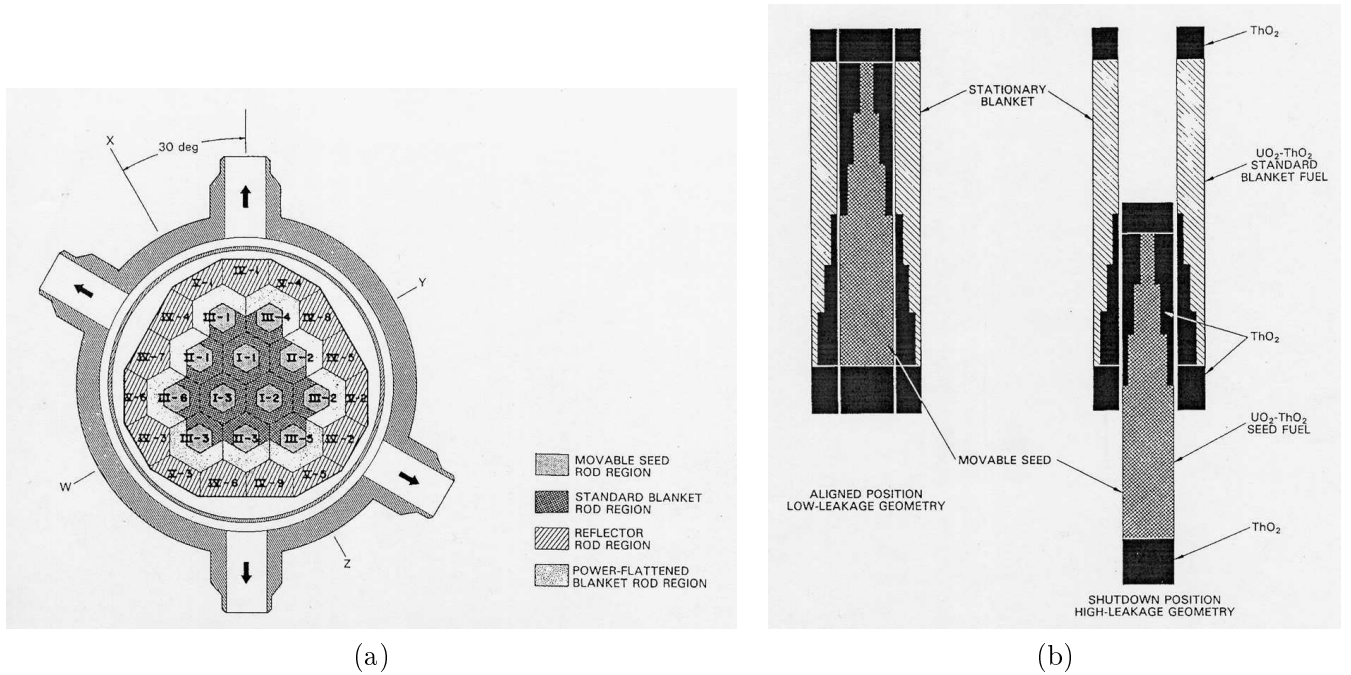


FIG. 6.3 – Description du cœur complet (a) et d'un assemblage (b) du LWBR d'après [86].

Après de nombreux essais, nous sommes parvenus à mettre au point un modèle du LWBR (dont le cœur, analysé en 4.3.3, est décrit par la figure 6.3) qui soit à la fois représentatif (du point de vue de l'hétérogénéité du cœur et de la gestion de la réactivité par géométrie variable) et simplifié (pour permettre l'étude détaillée avec MCNP/MURE de ses principales caractéristiques).

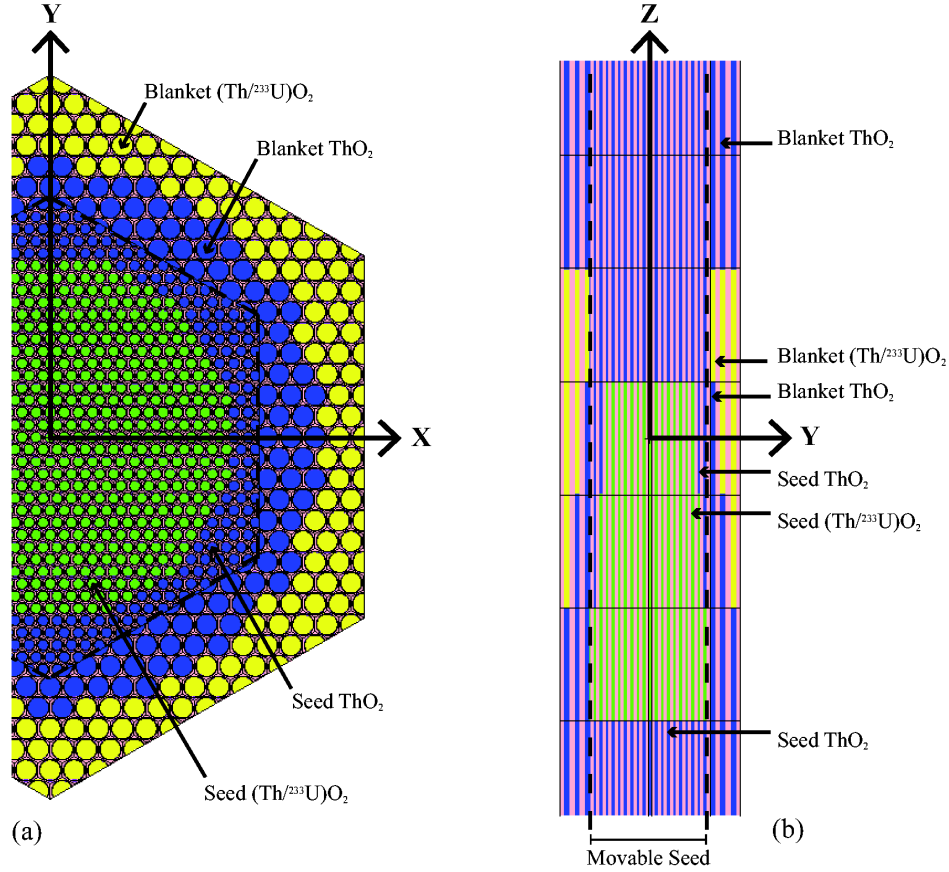


FIG. 6.4 – Coupes horizontale (grand côté de 24 cm) selon le plan médian $Z = 0$ (a) et verticale complète sur 210 cm (b) du “LWBR-like Mirrored Module Model” mis au point pour MCNP/MURE.

Notre modèle simplifié (décrit par la figure 6.4) se limite à un unique assemblage hexagonal (de 24 cm de côté), réfléchi radialement mais ouvert axialement pour permettre la simulation du déplacement de sa partie centrale mobile “seed” (de 16 cm de côté et de $RM \simeq 0.7$) au sein de la partie extérieure statique “blanket” (de $RM \simeq 0.3$). Chacune de ces deux parties est elle-même divisée en plusieurs zones radiales (3) et axiales (7 sur une hauteur totale de 210 cm), dans lesquelles le combustible est soit du ThO_2 (périphérie de la “seed” et intérieur de la “blanket”, reproduisant ainsi le “buffer” intermédiaire du LWBR) soit du $(\text{Th}/\text{U})\text{O}_2$ dont l’enrichissement est adapté au RM de façon à atteindre la régénération (9 at% dans la “seed” et 4 at% dans la “blanket”).

MCNP/MURE permet non seulement de gérer facilement le calcul de l'évolution du combustible dans chacune de ces 2 ("seed" ou "blanket") \times 3 (zones radiales numérotées depuis le centre de 1 à 3 pour la "seed" et de 4 à 6 pour la "blanket") \times 7 (zones axiales) = 42 zones, mais aussi de gérer une modification de la géométrie simulant une remontée de la "seed". La limite entre les zones radiales 1 et 2 est fixée à $R = 12$ cm (seule visible sur la coupe (a) de la figure 6.4) et celle entre les zones 2 et 3 à $R = 14$ cm (la zone 3 s'étendant jusqu'à la limite hexagonale de 16 cm de côté, au niveau de laquelle quelques crayons sont tronqués ce qui est sans effet neutronique vu leur nombre). De façon analogue, la limite entre les zones radiales 4 et 5 est fixée à $R = 18$ cm (seule visible en $Z = 0$ sur la figure 6.4) et celle entre les zones 5 et 6 à $R = 20$ cm (la zone 6 s'étendant jusqu'au bord).

	Simplified LWBR-like MCNP core model	LWBR core in comparison
Total core power	20 MW _{th}	240 MW _{th}
Detailed core structure	1 radially-mirrored assembly based on one movable seed inside one static blanket	12 seed/blanket assemblies surrounded by one buffer and one large reflector
Full core height (including axial reflectors)	210 cm (7 axial zones of 30 cm)	260 cm (reflectors of 25 cm each)
Equivalent full core radius	24 cm (side of the radially-mirrored blanket hexagon)	100 cm (corresponding to 5 assembly sides from center, cf. figure 6.3)
Initial Th/ ²³³ U inventory	1.6/0.03 t	42/0.5 t
Seed/Blanket enrichments (averaged over each part)	3.0/0.9 wt%	3.3/1.1 wt%
Seed/Blanket MR values	0.73/0.35	0.83/0.42
Neutron leakage proportion	< 0.1 % (only axial)	0.8 % (mostly axial)

TAB. 6.1 – Principales caractéristiques de notre modèle simplifié, comparées à celles du LWBR.

En vue d'établir l'équivalence de notre modèle simplifié avec le cœur du LWBR, le tableau 6.1 ajoute à sa description géométrique ses valeurs d'enrichissement et de RM (moyennées sur toutes les zones de chaque partie). En accord avec les données expérimentales [86], combustible et caloporteur ont dans notre modèle les mêmes valeurs de température moyenne et de densité que celles retenues pour le REP thorium à eau légère (cf. chapitre 4). Le matériau de gainage des crayons est inchangé (Zircaloy-4), mais son épaisseur est plus fine (0.4 mm contre 0.57 mm en REP standard). Le réseau des crayons est hexagonal (cf. figure 6.3), avec 0.54 cm et 0.92 cm de côté pour la cellule élémentaire de la "seed" et de la "blanket" respectivement. Le rayon des crayons de chaque partie du cœur (0.35 cm et 0.69 cm respectivement) permet alors de calculer le RM correspondant (0.73 et 0.35 respectivement). Notons que le RM moyenné sur le cœur complet vaut 0.49 et est donc très proche de celui du LWBR. Avec un volume total de 0.32 m^3 (dont 0.14 m^3 de "seed" et 0.18 m^3 de "blanket"), la puissance volumique moyenne "cœur" de notre modèle s'élève à un peu plus de 60 W.cm^{-3} (en accord avec la valeur de 30 W.cm^{-3} calculée sur le cœur LWBR entier et celle de 60 W.cm^{-3} évaluée sans sa couverture). En conclusion, ce modèle simplifié est bien représentatif des principaux niveaux d'enrichissement, de sous-modération et de puissance volumique du LWBR en début de cycle. Vérifions à présent qu'il permet en outre, après le calcul de son évolution par MCNP/MURE, de retrouver des valeurs de burnup et de FIR proches de celles de l'expérience.

6.2.2 Validation expérimentale et pistes pour l'extrapolation de la puissance

Pour simuler une remontée de la "seed" (permettant d'injecter de la réactivité comme dans le LWBR), notre calcul d'évolution des (42) compositions moyennes de combustible exploite la classe FuelReprocessing de MURE (déjà présentée et utilisée en 6.1.1 pour la Variation de Spectre par retrait de barres fertiles). Une seule remontée (pour simplifier ce premier calcul exploratoire et son interprétation) est effectuée à mi-cycle⁹ sur la hauteur d'une zone axiale (cf. figure 6.5). Notons l'intérêt que présente ce type d'exploitation de la flexibilité spatiale des cœurs pour une gestion (neutroniquement) économe de la réactivité, au domaine d'application particulièrement vaste¹⁰.

Le burnup final obtenu est ainsi de 15 GWj/t (correspondant à 1200 jours d'opération à la pleine puissance de 20 MW_{th} pour 1.6 t de noyaux lourds). Cette valeur de burnup, identique à la valeur effective du LWBR (i.e. limitée à la partie enrichie de son cœur), constitue un premier accord tout à fait satisfaisant de notre modèle simplifié avec l'expérience. Ajoutons que, sur ce cycle complet de 15 GWj/t , les contributions respectives "seed - blanket" à la puissance totale passent de "2/3 - 1/3" (71 % - 29 %) en début de cycle à "50 - 50" (53 % - 47 %) en fin de cycle. On en déduit une valeur maximale de puissance volumique en début de cycle pour la "seed" de 100 W.cm^{-3} environ, i.e. proche de la valeur typique en REP standard mais pour un RM de 0.73 seulement (bien inférieur au RM standard de 2). Il s'en faut donc de peu pour que le critère utilisé depuis le chapitre 4 d'un RM minimal à puissance volumique standard de 0.8 soit respecté à la lettre ici. Cette contrainte se relâche en effet en cours de cycle (avec une puissance volumique en fin de cycle pour la "seed" réduite à 70 W.cm^{-3} environ). Il faudra néanmoins veiller dans les études ultérieures à privilégier pour la "seed" des valeurs de RM légèrement supérieures (ou de puissance légèrement inférieures).

⁹La valeur de burnup correspondante est estimée (par encadrement, après plusieurs calculs complets) à 7.5 GWj/t .

¹⁰Comme le montre par exemple l'utilisation de sa géométrie variable par un petit cœur (100 kW_e) de type REP, conçu pour alimenter de façon autonome en électricité un engin spatial sur plus d'une dizaine d'années [112].

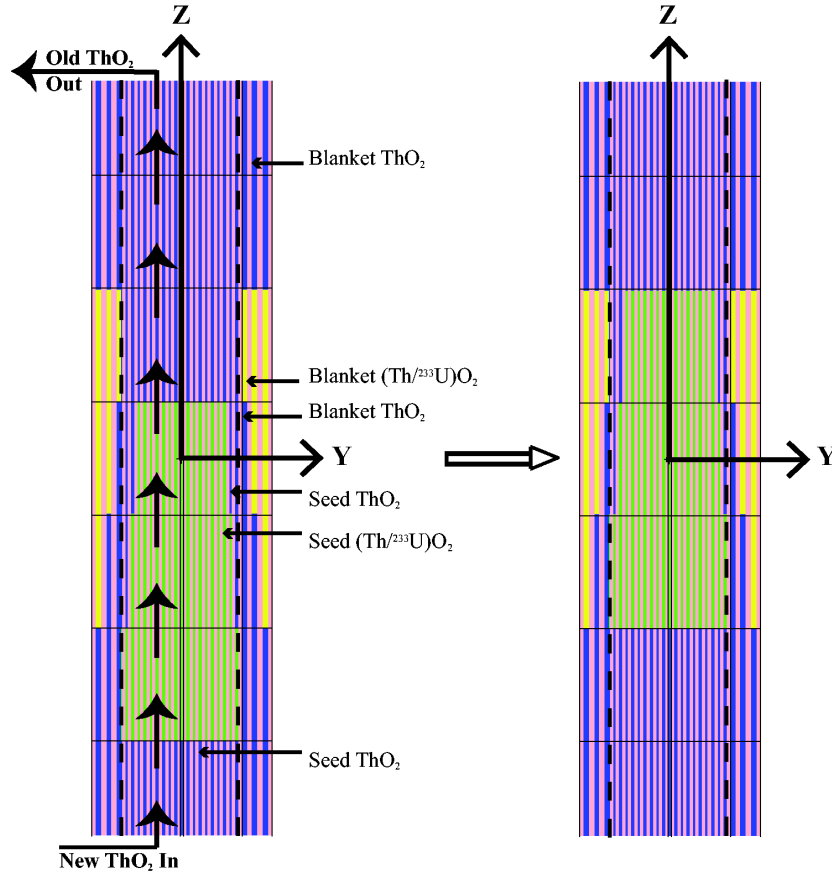


FIG. 6.5 – Coupe verticale complète du cœur avant puis après remontée de la “seed” à mi-cycle.

Comme le montre la figure 6.6, notre modèle simplifié permet de retrouver en fin de cycle (outre le burnup) une valeur de FIR particulièrement proche de celle du LWBR (et donc de la régénération, qui était son principal objectif expérimental). Comme pour le LWBR (cf. figure 4.5), le FIR passe par un maximum (atteint à mi-cycle) et cette évolution se relie à celle du BR (cf. formule 3.2). En début de cycle, le BR se stabilise rapidement à 1.02 environ : le FIR augmente en conséquence, jusqu’à sa valeur maximale (légèrement supérieure à 1.01) atteinte à mi-cycle. La remontée de la “seed” provoque une diminution brutale du BR jusqu’à un minimum de 0.96 (atteint vers 10 GWj/t), après lequel il remonte pour atteindre 1.00 en fin de cycle : sur toute la seconde moitié du cycle, le BR est inférieur à 1 et le FIR décroît (en se stabilisant vers 1.00 comme l’impose le BR final).

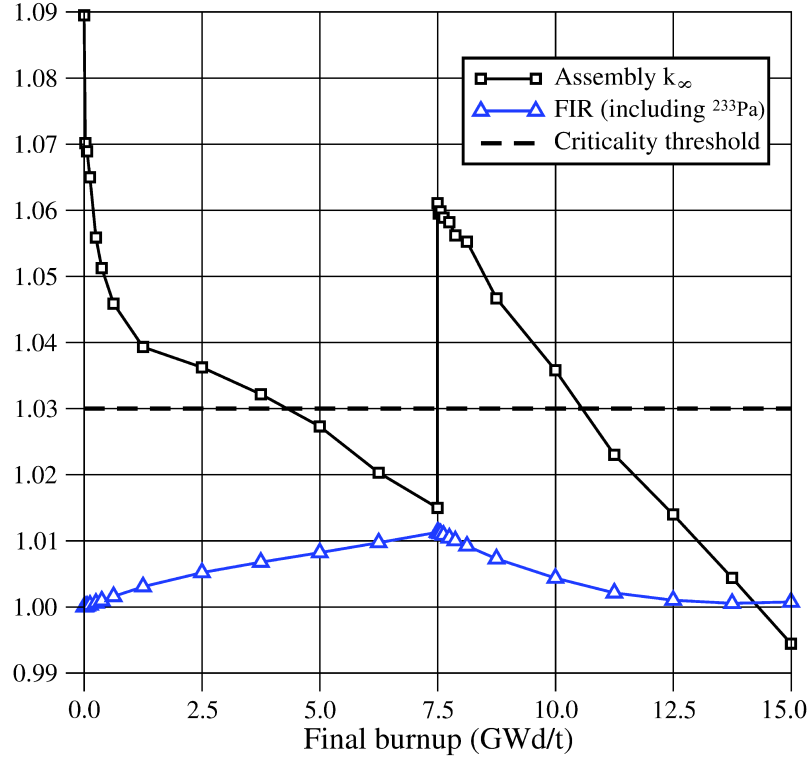


FIG. 6.6 – Variation avec le burnup du k_{∞} (autour du seuil de 1.03) et du FIR (proche de 1 donc de la régénération) de notre modèle simplifié du LWBR, géré par remontée de la “seed” à mi-cycle.

La valeur finale obtenue pour le FIR est ainsi légèrement inférieure à celle du LWBR (un peu plus de 1.01) alors que notre calcul néglige pourtant des pertes neutroniques présentes en réalité dans le cœur LWBR, liées aux caissons de séparation entre “seed” et “blanket” (au niveau de l’interface en pointillés sur la figure 6.4) et aux fuites (pratiquement annulées dans notre calcul partiellement réfléchi). Notre calcul (a fortiori corrigé de ces deux approximations) sous-estime donc le FIR, pour la simple raison qu’il ne tient pas compte de l’effet bénéfique sur le FIR du très grand volume de couverture périphérique présent dans le LWBR. La réaction prépondérante dans ce volume est la capture du thorium, tandis que les captures parasites de l’ ^{233}U et du ^{233}Pa intermédiaire - qui s’y retrouvent stockés en très faibles proportions - sont très peu probables. La correction par cet effet pour un FIR final effectivement supérieur à 1.01 reste à faire, par le biais d’un calcul de cœur équipé d’une épaisse couverture externe. Remarquons toutefois que notre modèle simplifié fournit une première approche correcte du LWBR et pourra donc être utilisé, avant son extrapolation à une puissance totale plus élevée, pour l’étude détaillée de ses caractéristiques neutroniques.

On retrouve donc par la simulation (grâce à un modèle simple d'utilisation qui nous permettra l'étude détaillée des mécanismes à l'œuvre dans ce type de cœur) le résultat essentiel de l'expérience LWBR, à savoir que la régénération est accessible avec un combustible $(\text{Th}/^{233}\text{U})\text{O}_2$ dans un cœur *en cuve de REP et refroidi à l'eau légère* (et non "en spectre thermique", car une sous-moderation forte est indispensable). La nécessité d'un RM moyen très faible était apparue dès notre première analyse de la fin du chapitre 4, notamment à travers l'exemple donné de l'étude d'un cœur de puissance standard (1 GW_e) et de RM moyen 0.3 atteignant à peine la régénération [90].

Lors de la mise au point de notre modèle simplifié et de l'analyse de ses résultats, nous avons en effet mieux compris l'importance de grandes couvertures ThO_2 associées à des techniques innovantes de gestion de la réactivité pour minimiser les pertes neutroniques : la sous-moderation forte seule est insuffisante et doit s'accompagner, pour atteindre la régénération, de ces deux aménagements pouvant toutefois s'avérer néfastes à la compétitivité. Il reste néanmoins possible - en acceptant des niveaux plus bas de conversion (au profit d'un burnup plus élevé, comme dans le cas du CANDU) et de puissance totale (réduite à quelques centaines de MW_e) - de trouver un optimum économique pour ce genre de systèmes, surtout s'ils sont envisagés dans le cadre de scénarios symbiotiques.

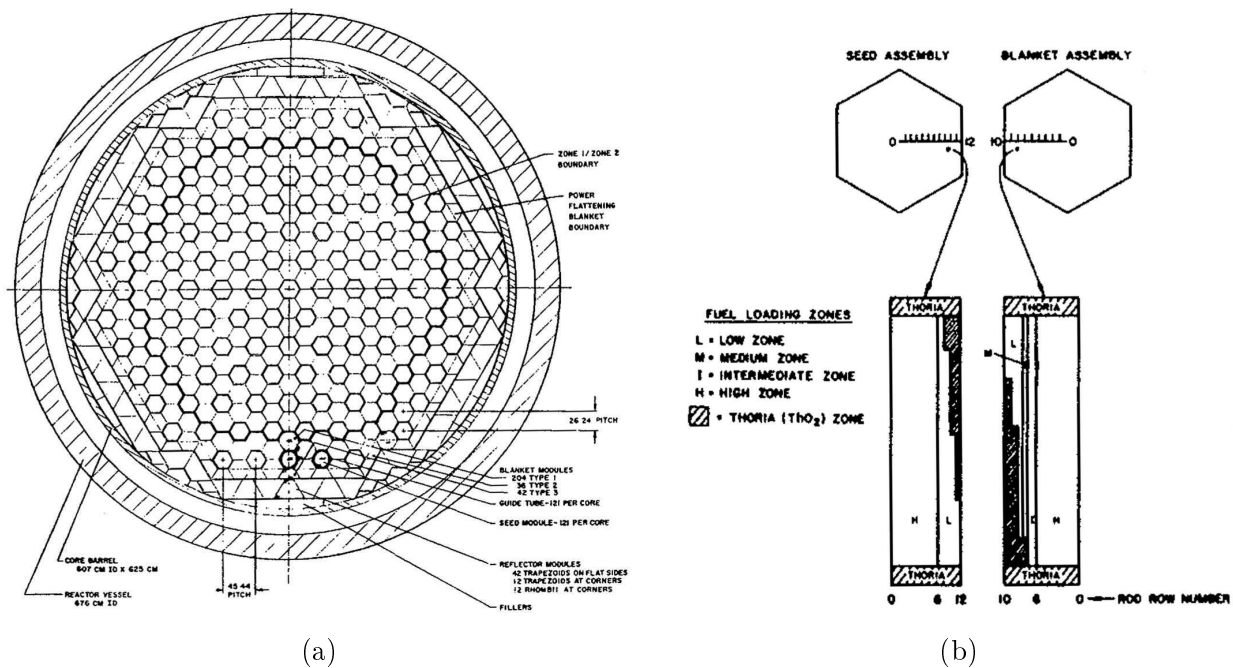


FIG. 6.7 – Coupe radiale du cœur (a) - composé d'assemblages "seed" (aux contours plus marqués) et "blanket" dont on fournit le détail axial (b) - du projet ALWBR extrapolé à 1 GW_e , d'après [113].

Des études de cœurs électrogènes chargés en thorium et refroidi à l'eau légère ont été réalisées dès la fin de l'expérience LWBR en 1982, à commencer par la première extrapolation "directe" proposée dans le cadre de l'Advanced LWBR (ALWBR, cf. figure 6.7 pour la description du cœur). Malgré un minimum de compromis sur sa complexité héritée du LWBR, ce projet respectait les standards de l'industrie nucléaire américaine de l'époque pour la cuve (selon l'ASME, American Society of Mechanical Engineers) et pour la sûreté (selon le CFR, Code of Federal Regulations).

Le cœur de l'ALWBR est constitué d'environ 300 assemblages hexagonaux (à la structure interne et au côté de 26 cm très proches du LWBR) dont un peu plus du tiers sont de type "seed" et mobiles, avec un RM moyen de 0.9 (les autres étant de type "blanket" et statiques, avec un RM moyen de 0.6). La gestion de la réactivité se fait par remontée des assemblages "seed" sur 100 cm de part et d'autre de la position "alignée" (pour une hauteur totale de 3.5 m incluant les couvertures axiales), pendant un cycle de 5 ans environ correspondant à un burnup de 20 GWj/t. Avec un FIR légèrement supérieur à 1.01 à l'équilibre du rechargement, l'ALWBR a donc l'ambition d'associer aux performances exceptionnelles de conversion du LWBR une puissance totale élevée d'1 GW_e posant quelques problèmes. L'analyse ci-dessous détaille ces problèmes et tire les leçons de cette extrapolation du LWBR bien trop "gourmande en puissance" pour rester compétitive.

La présence (indispensable à la régénération) d'une couverture épaisse conduit à un diamètre d'un peu plus de 6 m pour le cœur et d'un peu moins de 7 m pour l'intérieur de la cuve. Le volume total du cœur est ainsi d'environ 90 m³ (soit 3 fois celui d'un REP standard de même puissance), ce qui donne une puissance volumique moyenne proche de 30 W.cm⁻³ comme dans le LWBR. Cette grande taille de cœur impose un débit massique de caloporteur doublé à puissance identique par rapport à un REP standard, avec environ 30 t/s (contre la moitié pour un REP de 3 GW_{th} refroidi par 3 boucles primaires au débit nominal de 5 t/s chacune). Ce grand volume de cœur interdit en outre l'utilisation d'une cuve de REP standard (de diamètre intérieur 4.5 m pour un REP de type N4) et nécessite la mise au point d'une cuve dédiée. Pour conserver le débit primaire et la cuve d'un REP standard (dans l'optique détaillée au chapitre 1 d'une utilisation compétitive à court terme du thorium en REP) tout en préservant au mieux les performances de conversion de ce type de cœur, il faut ramener son volume à 30 m³ avec une puissance volumique inchangée (ou légèrement réduite, compte tenu de l'épaisseur importante de la couverture) de 30 W.cm⁻³ : la puissance s'en trouve ainsi réduite à 300 MW_e (soit la moitié de celle d'un CANDU-6). Une telle réduction de puissance (qui ne s'impose que pour préserver la régénération, un niveau de conversion inférieur autorisant une puissance plus élevée) offre en outre la possibilité de rejoindre le marché prometteur des réacteurs dits "de moyenne puissance" qui se développe activement depuis une vingtaine d'années.

Au terme d'un raisonnement similaire, le programme des Advanced Water Breeder Applications (AWBA) du DOE (Department Of Energy) décide de privilégier une conception intermédiaire en complexité et puissance entre celle du LWBR et celle d'un REP standard, assez proche de celle du RCVS (mis au point à la même époque pour le cycle U/Pu, cf. 1.1.2). Comme le conclut le rapport final [114], la recherche d'un tel compromis est rendue possible par la grande flexibilité de la technologie REP : "This work demonstrated that the Light Water Breeder was a viable alternative as a PWR replacement in the next generation of nuclear reactors and that the transitions would require a minimum of change in design and fabrication of the reactor and operation of the plant."

Ces conclusions se retrouvent dans une étude bibliographique récente sur le cycle thorium en REP [27], qui préconise les mêmes valeurs moyennes typiques de RM (entre 0.5 et 0.7), de puissance volumique (autour de 30 W.cm⁻³) et de burnup (de l'ordre de 20 GWj/t) pour le cœur, ainsi qu'une réduction de la puissance sous le GW_{th} (maximum de 300 MW_e) pour alléger les contraintes liées à l'élargissement du cœur par ses couvertures fertiles. Tous ces éléments bien définis seront à reprendre dans notre modèle MCNP/MURE, à généraliser au préalable jusqu'à l'échelle d'un cœur complet.

Conclusions et perspectives

Le cycle thorium est à nouveau envisagé et étudié par simulation depuis plus d'une dizaine d'années en France, à la suite d'une extension des premières recherches menées sur la gestion des déchets dans le cadre de la loi de 1991 au problème plus général d'une contribution significative possible du nucléaire à l'approvisionnement énergétique mondial. Les contributions du CNRS et de l'Université ont notamment porté, à la suite des impulsions décisives données par S. David et O. Méplan, sur la production d' ^{233}U dans des assemblages de MOX thorié en REP [8] et dans des couvertures de RNR [48]. Plus précisément dans le chapitre 1, nous avons montré comment l'hypothèse probable d'une tension sur le marché de l'uranium associée à un retard de la Gen-IV justifiait l'étude de scénarios symbiotiques basés sur les réacteurs à eau existants en cycle thorium (dont le fissile présente des qualités nucléaires exceptionnelles, tant en spectre rapide qu'en spectre thermique). Ce constat est à l'origine de la thèse de P. Guillemin [9] dont ce mémoire est une synthèse à la fois complétée (partie I, en cours de publication [10]) et prolongée (partie II). Ces recherches se poursuivent actuellement dans le cadre de l'action SIRIUS (SIMulation de Réacteurs d'Intérêt pour l'économie d' ^{nat}U et l'amélioration de la Sécurité) de l'équipe MURE (LPSC/IPNO), financée par GEDEPEON en 2012 pour la quatrième année consécutive. Au sein de cette action regroupant plusieurs thématiques (études de sensibilité, de systèmes à combustible solide et de scénarios associés) autour du double objectif d'une conversion et d'une sûreté accrues, mes travaux se sont concentrés sur l'étude et l'optimisation des performances en cycle thorium du CANDU (quasi-régénérateur mais de cycles courts de l'ordre de 10 GWj/t) et du REP (perdant, s'il n'est pas modifié, la moitié environ de son inventaire fissile après un cycle plus long de 50 GWj/t).

Pour compenser le manque de données expérimentales, une méthodologie de simulation "duale" et "cœur-équivalente" a été développée à partir d'un modèle propre au CANDU, adaptée au REP et validée aussi souvent que possible par comparaison à des résultats bien établis. Conçu comme une introduction pratique pour tout futur travail de stage ou de thèse sur le sujet, le chapitre 2 devrait permettre à l'étudiant d'assimiler rapidement les méthodes employées avant de les utiliser et de les améliorer. Le reste de ce mémoire s'est articulé selon deux pistes, dont les principales conclusions et perspectives vont être résumées dans la suite. La première de ces pistes part de l'excellente conversion du CANDU thorium, étudiée en détail puis transposée aussi bien en cycle ouvert qu'avec multirecyclage dans des scénarios symbiotiques types (chapitre 3), et débouche suivant une logique classique de conception sur un premier projet d'évaluation et d'amélioration de sa sûreté (chapitre 5 et perspectives). La seconde constate le moins bon niveau de conversion du REP thorium, l'analyse par comparaison au CANDU (chapitre 4) et en déduit un second projet visant la régénération de cœurs refroidis à l'eau lourde ou légère et contenus en cuve de REP (chapitre 6 et perspectives).

Sur le CANDU standard en cycle thorium et l'amélioration de sa sûreté

Le regain d'intérêt des industriels pour le cycle thorium en CANDU est très récent. Ainsi, à ma question sur le sujet lors de la conférence ENC en 2005, le "vice president of product development" de l'AECL avait répondu qu'il ne pouvait s'agir que d'une simple veille technologique sans grand intérêt. Cela semblait en contradiction avec les nombreuses études enthousiastes du CANDU thorium réalisées par cette même compagnie dans les années 70, et dont je me suis largement inspiré pour mes premiers calculs [57]. Trois ans plus tard, une vaste campagne d'étude [23] débutait suite à des accords commerciaux d'abord avec l'Inde puis avec la Chine (comme annoncé en juillet 2009 par le journal World Nuclear News : "AECL has signed an agreement with three Chinese organisations to jointly study the commercial and technical feasibility of thorium full-scale use in CANDU") et confirmait l'intérêt stratégique de cette option qui nécessite toutefois une production préalable d' ^{233}U . Cette dernière a été évaluée en CANDU Th/Pu ouvert entre 400 et 800 kg par $\text{GW}_e\cdot\text{an}$ selon les cas, avec des burnups associés diminuant de 26 à 8 GWj/t . Le cas de référence Th/ ^{233}U (en cycle ouvert et enrichi à 1.35 wt%) atteint d'après nos calculs un FIR de 0.98 (à 2 % près, donc très proche de la régénération) après un burnup acceptable de 14000 MWj/t . Une version Th/U avec multirecyclage (dont on explique la simplicité d'opération par la prédominance neutronique de l' ^{233}U) et optimisée (enrichissement de 2.77 wt% dans la seule moitié périphérique de l'assemblage) réalise une performance similaire. Enfin, deux scénarios symbiotiques (l'un ouvert, l'autre fermé et optimisé) encadrent une économie typique d' ^{nat}U de 50 % par rapport au CANDU actuel.

Compte tenu de ces résultats encourageants, une première évaluation de la sûreté globale du CANDU thorium a été réalisée par cinétique et thermique ponctuelles couplées au sein du code CheckPoint. Le principal résultat est que le niveau de sûreté ainsi évalué pour le CANDU thorium reste assez proche de celui du CANDU ^{nat}U , malgré une contre-réaction en température sur la réactivité un peu moins bonne pour le combustible ThO_2 (compensée en partie par sa meilleure conductivité thermique). Outre une utilisation pédagogique en cours de neutronique (comparant les effets sur la réactivité), CheckPoint peut servir à des études de sensibilité de la sûreté globale aux données nucléaires. Dans cette optique, il est souhaitable d'utiliser outre DRAGON et MCNP d'autres codes (e.g. Serpent) pour un calcul plus pertinent des caractéristiques de sûreté.

Au-delà de cette première étape, l'objectif est double : améliorer la sûreté (i.e. diminuer la CVR et surtout le FTC) sans trop dégrader la conversion, et raffiner nos calculs de sûreté vers de la cinétique spatiale (en privilégiant les méthodes nodales, basées sur l'ajout à la cinétique point de termes de couplage entre les différentes zones du cœur). Le développement d'un code CheckPoint2D (interfacé dans MURE avec MCNP et COBRA-EN) de cinétique spatiale simplifiée est ainsi envisagé.

Sur le REP sous-moderé en cycle thorium et l'amélioration de sa conversion

Pour un niveau standard de modération (RM de 2) et de puissance volumique ($100 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-3}$ de cœur), les performances de conversion réalisées par le REP sont nettement moins bonnes que celles du CANDU : le cas de référence Th/ ^{233}U (en cycle ouvert et enrichi à 3.00 wt%) n'atteint qu'un FIR de 0.56 après 50 GWj/t . Une importante marge de progression vers la régénération existe néanmoins, qui passe par une sous-modération accrue. Dans les mêmes conditions de puissance, un RM de 0.8 remonte ainsi le FIR jusqu'à 0.80 (au prix d'un burnup réduit à 33 GWj/t).

Le niveau de conversion atteint dans ce dernier cas limite (à puissance volumique standard) commence à devenir intéressant (bien qu'inférieur à celui du CANDU), car il est compensé par le niveau plus élevé du burnup en REP : l'économie sur la consommation d' ^{nat}U est ainsi trouvée, comme dans le scénario CANDU ouvert de référence, proche de 30 % dans un scénario REP ouvert comparable. Ce résultat suffit à justifier le récent regain d'intérêt pour le REP thorium. Mais seule la (quasi-)régénération autorise le multirecyclage et des économies d' ^{nat}U supérieures à 50 %. Et pour tenter de l'atteindre par sous-modération, une compréhension préalable de ses mécanismes de base est indispensable et nous a été fournie par une comparaison globale du REP au CANDU : outre l'amélioration de l'absorption fertile par diminution du facteur anti-trappe, la sous-modération du cœur d'un REP permet de réduire le niveau de son k_∞ en opération (jusqu'à des valeurs presque aussi basses qu'en CANDU) et d'augmenter d'autant son niveau de conversion (tout en conservant son principe de fonctionnement en cuve fermée, sans rechargement en ligne). Pour atteindre la régénération en cycle thorium, les deux types possibles de "cœurs fortement sous-modérés en cuve de REP" (thématique cyclique étudiée d'abord dans les années 50 puis 80) recourent ainsi soit au remplacement de l'eau légère par l'eau lourde (assurant un durcissement important du spectre à RM inchangé), soit à une diminution importante du RM (réduit à 0.5 environ) et donc de la puissance volumique (divisée par 3). Nos premiers calculs ont montré que la première option pouvait atteindre, avec une gestion de la réactivité par Variation de Spectre, un FIR de 0.97 après 28 GWj/t. La seconde option, inspirée de l'expérience LWBR à géométrie variable, est quasi-régénératrice mais avec un burnup effectif limité de 15 GWj/t. Dans les deux cas, des couvertures sont nécessaires pour limiter les fuites neutroniques et devront être simulées en exploitant l'outil MCNP/MURE au maximum de ses possibilités. Condition sine qua non de compétitivité, une puissance totale suffisante (de l'ordre du GW_{th}) sera recherchée par extrapolation et compromis sur le niveau de conversion.

Une fois obtenus des cœurs à la conception neutronique (et thermohydraulique) globalement satisfaisante, il restera encore (comme pour le CANDU) à étudier leur niveau de sûreté en tenant compte de leur caractère fortement "couplé" (cœurs à spectre rapide plus compacts et de longueurs de migration plus grandes qu'en spectre thermique) avec une version CheckPoint2G plus détaillée énergétiquement (selon au moins 2 groupes). Si la sûreté se révélait insuffisante, des combustibles innovants pourraient être envisagés parmi ceux dont la conductivité thermique est la plus élevée (comme les nitrures ou les carbures, actuellement étudiés pour le RNR Na [115] par exemple) afin d'autoriser une valeur maximale de réactivité insérée plus élevée. Une autre amélioration possible, également en cours d'étude pour le RNR Na [75] qu'on cherche ainsi à rendre compétitif à plus court terme, concerne le cycle du combustible : elle consiste à préférer au procédé THOREX un mode simplifié de retraitement "sec" de type AIROX. Enfin, pour créer un lien indispensable entre toutes ces études de conception par simulation et l'expérience, il est important de ne pas négliger des usages plus progressifs du thorium (pour l'aplatissement du profil de puissance notamment) dans les réacteurs à eau existants comme ceux pratiqués depuis les années 90 en Inde pour le CANDU ou proposés depuis peu pour le REP [116]. De telles irradiations réalisées dans le cadre de projets de l'AIEA (e.g. INPRO, International Project on Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles) ou de l'Union Européenne (e.g. SNETP, Sustainable Nuclear Energy Technology Platform) pourraient déboucher à terme sur un programme expérimental analogue à celui réalisé en France par le CEA dans les années 80 et à la hauteur du potentiel indéniable des réacteurs à eau en cycle thorium.

Bibliographie

- [1] P. Bacher, *L'énergie en 21 questions*. Odile Jacob (Sciences), 2007.
- [2] D.H. Meadows et al., *The Limits to Growth - A Report for the Club of Rome's Project on the Predicament of Mankind*. Universe Books, 1972.
- [3] J.-M. Jancovici, A. Grandjean, *Le plein s'il vous plaît! La solution au problème de l'énergie*. Seuil (Points Sciences), 2006.
- [4] J.-M. Jancovici, *L'avenir climatique, quel temps ferons-nous ?* Seuil (Science Ouverte), 2002.
- [5] H. Nifenecker, *Le nucléaire : un choix raisonnable ?* EDP Sciences (InterSections), 2011.
- [6] A. Nuttin, *Potentialités du concept de réacteur à sels fondus pour une production durable d'énergie nucléaire basée sur le cycle thorium en spectre épithermique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2002.
- [7] A. Nuttin et al., "Potential of Thorium Molten Salt Reactors : Detailed Calculations and Concept Evolution with a View to Large Scale Energy Production," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 46, pp. 77–99, 2005.
- [8] F. Michel-Sendis, *Contribution à l'étude de la production d' ^{233}U en réacteur MOX-Th/Pu à eau légère, scénarios de transition vers des concepts isogénérateurs Th/ ^{233}U , développement du code MURE d'évolution du combustible*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2006.
- [9] P. Guillemin, *Recherche de la haute conversion en cycle thorium dans les réacteurs CANDU et REP, développement des méthodes de simulation associées et étude de scénarios symbiotiques*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [10] A. Nuttin, P. Guillemin et al., "Comparative Analysis of High Conversion Achievable in Thorium-Fueled Slightly Modified CANDU and PWR Reactors," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 40, pp. 171–189, 2012.
- [11] A.M. Weinberg, "Can we fix nuclear energy?," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 6, pp. 473–482, 1979.
- [12] "The Generation IV International Forum (GIF)." <<http://www.gen-4.org>>.
- [13] ELECNUC, *Les centrales nucléaires dans le monde*. CEA/DEN, 2008.
- [14] B. Rouben, "Introduction to Reactor Physics," 2002. <<http://canteach.candu.org>>, Course Notes, Atomic Energy of Canada Limited.
- [15] D. Hittner et al., "Preliminary Results of the Feasibility Study on the Convertible Spectral Shift Reactor Concept," *Nuclear Technology*, vol. 80, pp. 181–189, 1988.
- [16] M. Delpech et al., "Enhancing The Uranium Utilization Rate in LWRs," in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2009, Paper 9297*, 2009. Tokyo, Japan.

- [17] A. Nuttin et les étudiants de PHELMA en GEN3 (2010/2011), “ReK 2011 : petite étude bibliographique sur le REP sous-moderé à caloporteur eau légère et combustible U/Pu.” <<http://sites.google.com/site/reacteurenkit2011>>.
- [18] F. Damian, S. Douce et al., “Improvement of the Conversion Ratio in PWR,” in *Proc. Int. Conf. PHYSOR 2010*, 2010. Pittsburgh, Pennsylvania, USA.
- [19] S. Douce et al., “PWR Core Performance and Preliminary Study of a Reactivity Initiated Accident,” in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2011, Paper 11083*, 2011. Nice, France.
- [20] J. Bergeron et al., “The French Neutronic Program Addressing the Requirements of Future Pressurized Water Reactors,” *Nuclear Technology*, vol. 80, pp. 269–281, 1988.
- [21] J. Griffiths, “Reactor Physics and Economic Aspects of the CANDU Reactor System,” Tech. Rep. AECL-7615, Atomic Energy of Canada Limited, 1983.
- [22] D. Grenèche et al., “Rethinking the Thorium Fuel Cycle : An Industrial Point of View,” in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2007, Paper 7367*, 2007. Nice, France.
- [23] M. Ovanes et al., “Thorium and Other Fuel Cycle Flexibility of ACR-1000,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2009*, 2009. Paris, France.
- [24] A. Aktogu, *Contribution à l’étude de l’utilisation du cycle thorium dans un réacteur PWR*. PhD thesis, Université Paris Sud (travail réalisé à la DER d’EDF), 1981.
- [25] H. Schaeffer, *Etude du cycle thorium dans les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP)*. PhD thesis, Université Paris Sud (travail réalisé au CEA/SERMA), 1981.
- [26] V. Vallet, *Etude et définition de cœurs innovants de III^e génération à eau légère utilisant le thorium*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, soutenance prévue en 2012.
- [27] T.K. Kim et al., “Th/U-233 Multi-recycle in PWRs,” Tech. Rep. ANL-FCRD-309, Argonne National Laboratory for the Systems Analysis Campaign of US DOE, 2010.
- [28] P. Guillemin, A. Nuttin et al., “Feasible Ways To Achieve High Conversion In Thorium-Fueled CANDU And PWR Reactors,” *Revue Générale Nucléaire*, vol. 6, pp. 62–72, 2009.
- [29] A. Bidaud et al., “Economics of symbiotic nuclear fleets at equilibrium,” in *Proc. Int. Conf. PHYSOR 2008*, 2008. Interlaken, Switzerland.
- [30] J.N. Wilson et al., “Economy of Uranium Resources in a Three-Component Reactor Fleet with Mixed Th/U Fuel Cycles,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 36, pp. 404–408, 2009.
- [31] E. Varin, A. Hébert, R. Roy, J. Koclas, “User Guide for DONJON 3.01,” Tech. Rep. IGE-208 Rev. 4, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, 2005.
- [32] G. Marleau, A. Hébert, R. Roy, “User Guide for DRAGON 3.05B,” Tech. Rep. IGE-174 Rev. 6B, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, 2006.
- [33] P. Guillemin, “Rapport de stage (GEN 2A, ENSPG) - Simulation des réacteurs CANDU avancés canadiens à l’aide des codes de calcul DRAGON et DONJON,” 2005.
- [34] P. Guillemin, “Rapport de stage (GEN 3A, ENSPG) - Evaluations déterministes (DRAGON) et Monte Carlo (MURE) de l’utilisation du thorium en CANDU,” 2006.
- [35] G. Marleau, A. Hébert, R. Roy, “DRAGON Workshop,” in *Proc. Int. Conf. PHYSOR 2006*, 2006. Vancouver, Canada.

-
- [36] J. Le Mer, “Mémoire de Maîtrise sur la simulation des REP avec DRAGON/DONJON,” 2007.
- [37] T. Courau, “Eléments de transport neutronique : schéma industriel appliqué aux calculs de réacteurs.” Cours donné en GEN3 à PHELMMA (2009/2010).
- [38] R. Barjon, *Physique des Réacteurs Nucléaires*. ISN, Grenoble, 1993.
- [39] M. Soutif, *Physique Neutronique*. Presses Universitaires de France, 1962.
- [40] J. Briesmeister, “MCNP - a General Monte Carlo N Particle Transport Code - Version 4C,” Tech. Rep. LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory, 2000.
- [41] J. Leppänen, “Performance of Woodcock Delta-Tracking in Lattice Physics Applications Using the Serpent Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 37, pp. 715–722, 2010.
- [42] N. Metropolis, S. Ulam, “The Monte Carlo Method,” *J. Am. Stat. Assoc.*, vol. 44, 1949.
- [43] J.L. Vujic, “Monte Carlo Sampling Methods.” <<http://www.nuc.berkeley.edu/All-Courses>>, Course Notes, Nuclear Engineering Department, University of California, Berkeley.
- [44] K. Protassov, *Analyse statistique des données expérimentales*. EDP Sciences, 2002.
- [45] F.B. Brown, “Fundamentals of Monte Carlo Particle Transport,” Tech. Rep. LA-UR-05-4983, Los Alamos National Laboratory, 2005.
- [46] O. Méplan et al., “MCNP Utility for Reactor Evolution : couples Monte Carlo transport with fuel burnup calculations.” <<http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1845>>, Data Bank Computer Program Services, OECD Nuclear Energy Agency, 2009.
- [47] J. Brizi et al., “Sodium-Cooled Fast Reactors : Neutronic Studies Using MURE,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2009, Paper 9205*, 2009. Paris, France.
- [48] J. Brizi, *Etude par simulation des RNR Na en cycles uranium et thorium - Performances de transmutation et de sûreté*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2010.
- [49] N. Capellan et al., “3D coupling of Monte Carlo neutronics and thermal-hydraulics calculations as a simulation tool for innovative reactor concepts,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2009, Paper 9274*, 2009. Paris, France.
- [50] N. Capellan, *Couplage neutronique thermohydraulique, développement d’outils pour les études de sûreté des réacteurs innovants*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2009.
- [51] “NJOY version 99, Data Processing System of Evaluated Nuclear Data Files ENDF Format.” <<http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/psr-0480>>.
- [52] F.B. Brown, “Review Of Monte Carlo Criticality Calculations Convergence, Bias, Statistics,” in *Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods and Reactor Physics*, 2009.
- [53] A. Bidaud et al., “Influence of Nuclear Data Evaluations on Full Scale Core Calculations,” in *Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods and Reactor Physics*, 2009.
- [54] M. Ovanes et al., “Enhanced CANDU-6 : Reactor Core Safety Design,” in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2011*, 2011. Nice, France.
- [55] J. Hopwood et al., “Réacteurs à eau lourde,” *Techniques de l’Ingénieur*, vol. BN3210, 2000.
- [56] V. Sobolev et al., “Modelling heat capacity, thermal expansion, and thermal conductivity of dioxide components of inert matrix fuel,” *J. Nucl. Mater.*, vol. 352, pp. 300–308, 2006.

- [57] A. Nuttin et al., “Study of CANDU Thorium-Based Fuel Cycles by Deterministic and Monte Carlo Methods,” in *Proc. Int. Conf. PHYSOR 2006*, 2006. Vancouver, Canada.
- [58] D. Altiparmakov, “ENDF/B-VII.0 versus ENDF/B-VI.8 in CANDU Calculations,” in *Proc. Int. Conf. PHYSOR 2010, Paper 9205*, 2010. Pittsburgh, Pennsylvania, USA.
- [59] R. Chambon, “Influence de la forme axiale du flux sur la conversion et la durée du cycle en CANDU ^{nat}U et Th/Pu,” Tech. Rep. LPSC-06-130, LPSC, 2006.
- [60] D. Dziadosz et al., “Weapons-Grade Plutonium-Thorium PWR Assembly Design and Core Safety Analysis,” *Nuclear Technology*, vol. 147, pp. 69–83, 2004.
- [61] D. Gallori, C. Herer, “Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression,” *Techniques de l’Ingénieur*, vol. BN3050, 2000.
- [62] P. Reuss, M. Coste-Delclaux, “Development of Computational Models Used in France for Neutron Resonance Absorption in Light Water Lattices,” *Progress in Nuclear Energy*, vol. 42, pp. 237–282, 2003.
- [63] Y. Ronen, A. Galperin, “A Comparison between Spectral Shift Control Methods for Light Water Reactors,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 7, pp. 59–64, 1980.
- [64] R. Chambon, P. Guillemin, A. Nuttin et al., “Neutronic Study of Slightly Modified Water Reactors and Application to Transition Scenarios,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2007*, 2007.
- [65] A. Pattou, “Physique et contrôle des réacteurs REP,” Tech. Rep. 7000-293/92, INSTN, 1992.
- [66] P. Reuss, *Eléments de neutronique*. Collection enseignement, INSTN, 1986.
- [67] P.G. Boczar et al., “Recent advances in thorium fuel cycles for CANDU reactors,” Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1319, IAEA, 1997.
- [68] M.S. Milgram, “Once-Through Thorium Cycles in CANDU Reactors,” Tech. Rep. AECL-7516, Atomic Energy of Canada Limited, 1982.
- [69] S. Boyer et al., “Determination of the ²³³Pa(n,γ) capture cross section up to 1 MeV using the transfer reaction ²³²Th(³He,p),” *Nucl. Phys. A*, vol. 775, pp. 175–187, 2006.
- [70] J.-C. Thiry, *Mesure de sections efficaces (n,xnγ) d’intérêt pour les réacteurs de IV^e génération*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2010.
- [71] F. Martin, C. Sage et al., “Measurements of the Mass and Isotopic Yields of the ²³³U(n_{th},f) Reaction at the Lohengrin Spectrometer,” in *Proc. 2nd Int. Conf. ANIMMA*, 2011.
- [72] L. Boucher, J.-P. Grouiller, “COSI : The Complete Renewal of the Simulation Software for the Fuel Cycle Analysis,” in *Proc. 14th Int. Conf. on Nuclear Engineering*, 2006.
- [73] R. Chambon, “OSCAR (Optimized Scenario Code for Advanced Reactors) : everything about it and more (manuel de l’utilisateur et du développeur),” septembre 2007.
- [74] E. Critoph, S. Banerjee et al., “Prospects for Self-Sufficient Equilibrium Thorium Cycles in CANDU Reactor,” Tech. Rep. AECL-5501, Atomic Energy of Canada Limited, 1976.
- [75] E. Greenspan et al., “Maximum fuel utilization in fast reactors without chemical reprocessing,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2009*, 2009. Paris, France.
- [76] H. Choi, C.J. Park, “A Physics Study on Thorium Fuel Recycling in a CANDU Reactor Using Dry Process Technology,” *Nuclear Technology*, vol. 153, pp. 132–145, 2006.

-
- [77] M.S. Milgram, W.H. Walker, "Some Physics Problems in the Design of Thorium-Fueled CANDU Reactors," Tech. Rep. AECL-5561, Atomic Energy of Canada Limited, 1976.
- [78] M. Salvatores, I. Slessarev, M. Uematsu, "A Global Physics Approach to Transmutation of Radioactive Nuclei," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 116, pp. 1–18, 1994.
- [79] K.C. Garel, M.J. Driscoll, "Fuel Cycle Optimization of Thorium and Uranium Fueled PWR Systems," Tech. Rep. MIT-EL-77-18, MIT Energy Laboratory, 1977.
- [80] S.J. Rose, J.N. Wilson et al., "Minimization of Actinide Waste by Multi-Recycling of Thoriated Fuels in the EPR Reactor," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 38, pp. 2619–2624, 2011.
- [81] F. Michel-Sendis et al., "Plutonium Incineration and ^{233}U Production in Thorium-Fueled Light Water Reactors," in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2005, Paper 132*, 2005.
- [82] H. Golfier et al., "Advanced High Conversion PWR : Preliminary Analysis," in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2007, Paper 7389*, 2007. Nice, France.
- [83] G. Gambier, H. Schaeffer, "Thorium cycle in unmodified PWRs," in *IAEA-TECDOC-412*, pp. 45–58, 1985.
- [84] A. Radkowsky, A. Galperin, "The Nonproliferative Light Water Thorium Reactor : a New Approach to LWR Core Technology," *Nuclear Technology*, vol. 124, pp. 215–222, 1998.
- [85] M. Gauthron, *Introduction au génie nucléaire*. Enseignement CEA/INSTN, 1986.
- [86] L.B. Freeman et al., "Physics Experiments and Lifetime Performance of the LWBR," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 102, pp. 341–364, 1989.
- [87] M.C. Edlund, G.K. Rhode, "Spectral shift control," *Nucleonics*, vol. 16, pp. 80–81, 1958.
- [88] V. Uotinen et al., "Reevaluation of the Spectral Shift Control Reactor," in *Transactions of the American Nuclear Society*, 1977.
- [89] A. Nuttin, "Réacteurs à eau et à haute conversion en cycle thorium : une analogie (foraine)," *LPSC Info*, vol. 36, pp. 2–4, mars 2010.
- [90] S. Permana et al., "Feasible Region of Design Parameters for Water Cooled Thorium Breeder Reactor," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 44, pp. 946–957, 2007.
- [91] A. Nuttin, "Sur l'avancement du couplage neutronique/thermohydraulique MCNP/TRIO-U," in *Atelier GEDEPEON Simulation-Modélisation-Expérience*, 2004.
- [92] N. Capellan, "Rapport de stage (M1 de Physique, UJF) - Etude de la faisabilité d'un couplage cinétique/thermohydraulique MCNP/TRIO-U," 2005.
- [93] "COBRA-EN." <<http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1614>>.
- [94] T. Reiss et al., "Coupled Neutronics and Thermohydraulics Calculations with Burnup for HPLWRs," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 50, pp. 52–61, 2008.
- [95] C. Cozzo et al., "Thermal diffusivity and conductivity of thorium-plutonium mixed oxides," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 416, pp. 135–141, 2011.
- [96] "Thermophysical Properties of Fluid Systems." <<http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>>.
- [97] D. Rozon, *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*. Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, 1992.

- [98] J. Lamarsh, *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Addison-Wesley, 1966.
- [99] J.E. Cahalan, K.O. Ott, “Delayed Neutron Data for Fast Reactor Analysis,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 50, pp. 208–215, 1973.
- [100] B. Verboomen, W. Haeck, P. Baeten, “Monte Carlo Calculation of the Effective Neutron Generation Time,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 33, pp. 911–916, 2006.
- [101] J.-L. Lecouey, “Some preliminary MCNP calculations of the GUINEVERE core,” 2009.
- [102] J.-C. Toussaint, J.-M. Dedulle, “Méthodes Numériques.” Cours donné en 2^e année (filières GEN, PNS et SMPB) à PHELMA (2011/2012).
- [103] W.H. Press et al., *Numerical Recipes in C++, The Art of Scientific Computing, 2nd Edition*. Cambridge University Press, 2002.
- [104] G.H. Archinoff et al., “Safety Benefits of Low Void Reactivity Fuel in Bruce B,” in *Proc. 25th Annual Conf. of the Canadian Nuclear Society*, 2004. Toronto, Ontario, Canada.
- [105] D.C. Wade, E.K. Fujita, “Trends versus reactor size of passive reactivity shutdown and control performance,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 103, pp. 182–195, 1989.
- [106] S. Pilarski, *Etude du potentiel de concepts innovants de réacteurs à neutrons rapides vis-à-vis des exigences du développement durable*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2008.
- [107] K.O. Ott, D.A. Meneley, “Accuracy of the Quasistatic Treatment of Spatial Reactor Kinetics,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 36, pp. 402–411, 1969.
- [108] F. Vaïana, *Couplage Neutronique Thermohydraulique - Application au Réacteur à Neutrons Rapides refroidi à l’Hélium*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [109] R. Avery, “Theory of Coupled Reactors,” in *Proc. 2nd U.N. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, vol. 12, pp. 182–191, 1958.
- [110] M.V. Gregory, B.N. Aviles, S.J. Yakura, “A three-dimensional neutronics model for reactor training simulators,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 92, pp. 372–381, 1986.
- [111] T.K. Kim, T.J. Downar, “Thorium Fuel Performance in a Tight Pitch LWR Lattice,” *Nuclear Technology*, vol. 138, pp. 17–29, 2002.
- [112] A. Cammi et al., “A Generation III+ Nuclear Reactor for Space Needs,” *Progress in Nuclear Energy*, vol. 51, pp. 347–354, 2009.
- [113] E.G. Johnson et al., “Design Concept for an Advanced Light Water Breeder Reactor,” in *Proc. 18nd Int. Energy Conversion Engineering Conf.*, 1983.
- [114] R. Atherton et al., “Water Cooled Breeder Program Summary Report (LWBR Development Program),” Tech. Rep. WAPD-TM-1600, Bettis Atomic Power Laboratory, 1987.
- [115] G. Rimpault et al., “A Search for Improved SFR Cores Using Carbide Fuel,” in *Proc. Int. Conf. GLOBAL 2009, Paper 9255*, 2009. Paris, France.
- [116] C.W. Lau et al., “Innovative use of thorium in LWR fuel assemblies,” in *Proc. Int. Conf. ICAPP 2011, Paper 11349*, 2011. Nice, France.

Abstract

Conversion performance of thorium-fueled CANDU and PWR reactors has been studied to evaluate their potential use as the third and last tier of symbiotic scenarios. For instance, plutonium extracted from the spent fuel of UOX PWRs could be used in Th/Pu CANDUs to produce uranium (mainly ^{233}U), which could finally feed a high conversion water-cooled third reactor fleet component. This option could help to replace likely delayed Generation IV in the case of a strong increase of uranium-based energy production. In order to assess the competitiveness of such scenarios, detailed cycle data have been obtained by means of a core-equivalent simulation methodology developed for CANDU-6 and adapted to N4-type PWR.

Breeding in Th/ ^{233}U CANDU is achieved for a 1.30 wt% homogeneous enrichment and a short burnup of 7 GWd/t. Small increase of enrichment (to 1.35 wt%) considerably extends cycle length (to 14 GWd/t), at the cost of sub-breeding. Multirecycling induces conversion loss too, which can yet be compensated by fissile heterogeneity. In Th/ ^{233}U PWR at standard power, the conversion is lower than in CANDU (with about half of initial fissile load after 50 GWd/t) but can be improved by sub-moderation.

Neutronic comparative analysis shows that main part of the CANDU-PWR conversion gap comes from neutron-economical CANDU operation conditions. Scenarios have been compared as regards uranium savings and fuel back-end in both cases, and have confirmed great interest in CANDU. Two research tracks have been identified and preliminarily explored : the safety assessment of thorium-fueled CANDUs by kinetics with thermal feedback, and the study of strongly sub-moderated cores in a standard PWR envelope.

Résumé

Le niveau de conversion des réacteurs CANDU et REP en cycle thorium a été étudié dans l'optique d'une utilisation en troisième et dernière strate de scénarios symbiotiques. Le plutonium du combustible REP utilisé serait par exemple utilisé en CANDU Th/Pu pour produire de l' ^{233}U , qui alimenterait ces réacteurs à eau et haute conversion. En cas d'augmentation importante de la production d'énergie à partir d'uranium, cette alternative basée sur des réacteurs existants pourrait suppléer une IV^e génération trop tardive. Pour évaluer la compétitivité de tels scénarios, des calculs de cycles détaillés ont été effectués selon une méthodologie de simulation de cœur développée pour le CANDU-6 et adaptée au REP de type N4.

Le CANDU Th/ ^{233}U enrichi à 1.30 wt% est régénérateur, avec un burnup court de 7 GWj/t. Augmenter légèrement l'enrichissement allonge considérablement le cycle, au prix d'une sous-génération. Multirecycliser conduit également à une perte de conversion, qui peut néanmoins être compensée par un chargement fissile hétérogène. La conversion à puissance standard est moins bonne en REP Th/ ^{233}U qu'en CANDU (inventaire fissile réduit de moitié après 50 GWj/t) mais peut être améliorée par sous-modération.

L'analyse neutronique montre que l'essentiel du gap de conversion entre CANDU et REP vient des conditions opératoires économes en neutrons du CANDU. Des scénarios ont été comparés du point de vue de l'économie d'uranium et de l'aval du cycle dans les deux cas, et ont confirmé l'intérêt du CANDU. Deux pistes de recherche ont été identifiées : l'évaluation de la sûreté des CANDUs au thorium par cinétique avec contre-réactions thermiques, et l'étude de cœurs fortement sous-modérés en cuve standard de REP.

Mots-clés

Cycle thorium, scénarios symbiotiques, réacteur à eau lourde/légère : CANDU/REP, haute conversion, code déterministe de transport/diffusion : DRAGON/DONJON, code Monte Carlo : MCNP